2727

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

Centre d'Orsay

pour obtenir

Le titre de DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean BOUROTTE

ETUDE DANS UN SPECTROMETRE A GRANDE ACCEPTANCE DE LA PRODUCTION DE PAIRES DE MUONS DANS DES COLLISIONS PROTON-PLATINE

Soutenue le 9 Juin 1983 devant la Commission d'examen

M. DAVIER Président
J. BADIER
M. LE BELLAC
JM. GAILLARD
F. JACQUET

UNIV.
LIBRARY

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

Centre d'Orsay

pour obtenir

Le titre de DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean BOUROTTE

ETUDE DANS UN SPECTROMETRE A GRANDE ACCEPTANCE DE LA PRODUCTION DE PAIRES DE MUONS DANS DES COLLISIONS PROTON-PLATINE

Soutenue le 9 Juin 1983 devant la Commission d'examen

M. DAVIER Président
J. BADIER
M. LE BELLAC
JM. GAILLARD
F. JACQUET

INTRODUCTION

Un des objectifs essentiels de la physique des particules actuelle est la compréhension de la structure interne des hadrons.

Dans cette recherche des constituants élémentaires la diffusion inélastique de leptons a toujours bénéficié d'un statut privilégié et est souvent considérée comme la voie royale, pour ne pas dire unique, de l'exploration du nucléon.

Pourtant la production de paires de muons grâce au mécanisme de Drell Yan a été, et continue d'être tout aussi fructueuse dans ce même domaine.

C'est ainsi qu'entre 1978 et 1980 le programme de physique du spectromètre LEZARD fut axé sur l'étude des dimuons produits dans des collisions hadroniques de pions et de kaons (résiduellement de protons et d'antiprotons) sur une cible d'hydrogène ou de platine. Le flux d'environ 10^7 particules par déversement était relativement bas.

Le principal but de ce programme était la vérification du modèle de Drell Yan. Dans la mesure où celui-ci se trouvait confirmé, les fonctions de structures de mésons inaccessibles aux expériences de diffusion inélastique pouvaient être déterminées.

C'est au cours de ce programme que fut découvert le facteur K.

$$K = \frac{\text{section efficace observée}}{\text{section efficace prédite par le modèle de Drell Yan}}$$

La valeur de ce facteur, voisine de 2, impliquait que le nombre d'événements observés était de l'ordre du double de celui attendu par annihilation de paires quark-antiquark des hadrons projectile et cible !

L'importance de cette déviation était telle que l'on se prit à douter que les fonctions de structure extraites grâce au mécanisme Drell Yan eussent un quelconque rapport avec les distributions de la fraction d'impulsion portée par les constituants élémentaires des hadrons que les expériences de diffusion inélastique de leptons (DIL) mesuraient.

Il devenait fondamental d'essayer de relier entre elles ces deux types de fonctions de structure (DIL et DY).

Pour ce faire deux solutions étaient envisageables :

i) le facteur K était constant sur tout le domaine cinématique

ii) le facteur K n'était pas constant mais on savait prédire sa variation (par exemple grâce à la chromodynamique quantique) ce qui permettait de passer des fonctions de structure DIL à celles DY.

Soulignons que ces deux hypothèses sont une idéalisation et que nous aurions pu aussi bien être confrontés à un facteur K non constant, sans moyen connu de comparaison.

Ainsi naquit une expérience nouvelle réalisée en Janvier 1980. Nous devions utiliser un faisceau de protons (de 400 GeV/c) à haut flux (1.5 10^9 pp déversement) pour permettre d'atteindre

rapidement une haute statistique dans un grand domaine cinématique et comparer les résultats observés à ceux de la diffusion inélastique.

Ce travail relate les différentes étapes de cette expérience et de son analyse.

-Chapitre I DISPOSITIF EXPERIMENTAL P. 7

Après un bref rappel des éléments du spectromètre NA3, les développements -spécifiques à cette expérience- rendus nécessaires par l'utilisation d'un haut flux sont évoqués

-mise en place d'un nouvel absorbeur de hadrons

-contrôle du faisceau

-nouveau système de déclenchement basé non plus sur l'impulsion transverse verticale d'un muon mais sur la masse du dimuon.

-Chapitre II RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS P.35
PRECISION DES MESURES
SIMULATION DE L'EXPERIENCE

Dans ce chapitre est décrit le traitement permettant de passer des mesures en ligne (les impacts dans les chambres) aux grandeurs physiques corrigées de l'acceptance.

-chapitre III REVUE MIXTE P.65

(Mixte parce que sont mêlés revue théorique et résultats expérimentaux en rapport avec le propos).

Après une présentation des formules classiques de la diffusion inélastique le passage des fonctions de structure

en DIL à celles en DY est montré jusqu'à l'ordre 1 complet de la chromodynamique quantique.

Le problème majeur rencontré provient de l'obtention d'une définition non ambigue de la valence (F_{2NS}, xF_3?)dès que l'on s'aventure hors du modèle des partons naïfs ($R = \sigma_{l/\sigma_t}$ non nul, $\int x F_3 \neq 3$, violations de l'invariance d'échelle).

-chapitre IV RESULTATS P.107

Après un exposé de l'ensemble des fonctions de structure extraites de la diffusion inélastique que nous allons utiliser pour confronter nos données avec les prédictions théoriques nous effectuons les comparaisons :

i) données versus Drell Yan naïf
ii) " " Drell Yan "logarithme dominant"
iii) " " Drell 1er ordre de QCD

La variation du facteur K est donnée en fonction des variables x_F et M du dimuon. Elle dépasse souvent 30%.

Il est alors intéressant de savoir quelles fonctions de structure seraient extraites de nos données si nous faisions abstraction des résultats de la DIL.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0020

chapitre I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'expérience (NA3-Lézard) objet de cette thèse a eu lieu dans la zone NORD du CERN (EHN1) sur le faisceau H8 durant le mois de Janvier 1980.

L'appareillage est peut-être bien connu du lecteur et a déjà été décrit abondamment par ailleurs (Réf I.1). Un croquis général est donné en fig. I.1.

Toutefois une différence primordiale est intervenue lors de la phase qui nous occupe : le flux de particules incidentes quelque cent fois plus élevé que celui auquel il avait été précédemment utilisé.

L'intensité de ce flux rendue indispensable pour tenter d'atteindre dans des délais acceptables l'objectif de physique que nous nous étions fixés, nous a conduits à réétudier la configuration habituelle et à introduire notamment un nouvel absorbeur et un nouveau système de déclenchement nous débarrassant d'une grande partie des événements J/ψ considérés parasites.

Afin d'éviter des renvois fastidieux à de précédentes publica-

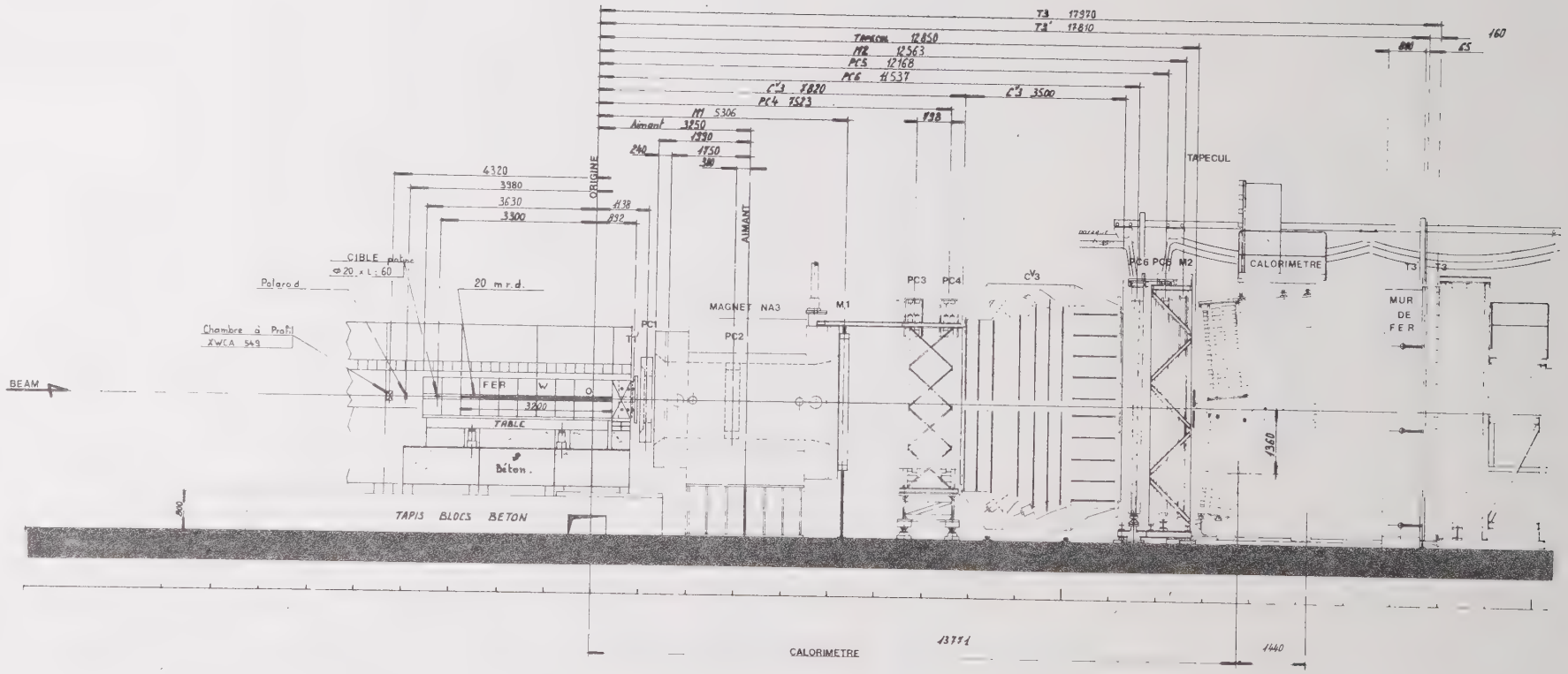


Figure I.1 Vue générale de l'expérience

tions tout en situant les détecteurs sur lesquels nous avons été amenés à travailler pour introduire les nouveautés précitées, la première partie de ce chapitre sera consacrée à un rappel des principaux éléments de l'appareillage existant à savoir :

1 - cible
2 - aimant
3 - hodoscopes
4 - chambres à fils
5 - chambres à déclenchement

Quant à la seconde partie elle décrira les développements spécifiques à la présente expérience à savoir :

6 - l'absorbeur
7 - le faisceau et son monitorage
8 - le système de déclenchement

I.1 LA CIBLE

La cible choisie est une cible de platine (A = 195, Z = 78 : 40% de protons, densité = 21.5 g/cm^3) de 6 cm de longueur et de 2 cm de diamètre.

L'utilisation d'une cible lourde est motivée par le fait que la section efficace de production de paires de muons croît comme A alors que la section efficace d'absorption croît comme $A^{2/3}$.

Toute mesure de la valeur absolue d'une section efficace est inversement proportionnelle à la luminosité $\mathcal{L}$ qui s'écrit

$$\mathcal{L} = \int_0^{\text{Longueur de cible}} \Phi \, e^{-\frac{x}{\lambda}} \, N_A \, \rho \, dx$$

où Φ est le flux incident intégré, N_A le nombre d'Avogadro, ρ la densité de la cible, et λ la longueur d'absorption.

$$\mathcal{L} = \Phi \, N_A \, \rho \, L_{eff}$$

où l'on a défini la longueur effective par

$$L_{eff} = \int_0^{L_{cible}} e^{-\frac{x}{\lambda}} \, dx = \lambda (1 - e^{-L/\lambda})$$

Il ne reste plus qu'à connaître λ. A cet effet nous utiliserons les sections efficaces suivantes extraites de la réf. I.2.

σ_{pp}	280 GeV	38.59 mb	(1)
	370 GeV	39.77 mb	(2)
	400 GeV	40.6 mb	(3)
σ_{pPb}	280 GeV	1752 mb	(4)

On se sert de (1) et (4) pour déterminer α

$$\sigma_{pP_b} = \sigma_{pp} \; A^{\alpha}$$

$$\alpha = .715$$

$$\sigma_{pP_t} = 40,6 \; . \; 195^{0,715} = 1762 \text{ mb}$$

On obtient maintenant $\lambda = A/N_A \, \sigma\rho = 8.58$ cm conduisant à $L_{eff} = 4.32$cm.

Nous aurons donc à tenir compte lors de la présentation des résultats d'une incertitude sur la normalisation de

5% provenant de l'erreur sur σ_{pP_t}

5% provenant de l'erreur sur la densité

I.2 L'AIMANT

L'aimant supraconducteur à champ vertical mesure 398 cm de longueur et 160 cm de diamètre.

L'intensité maximale du champ est de 1.67 Teslas, son intégrale sur l'axe est 4. T.m. (voir figure I.2).

La carte du champ a été mesurée par pas de 6 x 6 x 12 cm^3. Ce sont ces valeurs qui ont été utilisées pour déterminer les fonctions d'ajustement du programme de reconstruction.

Il est à noter que les composantes transverses B_x et longitudinales B_Z sont particulièrement faibles.

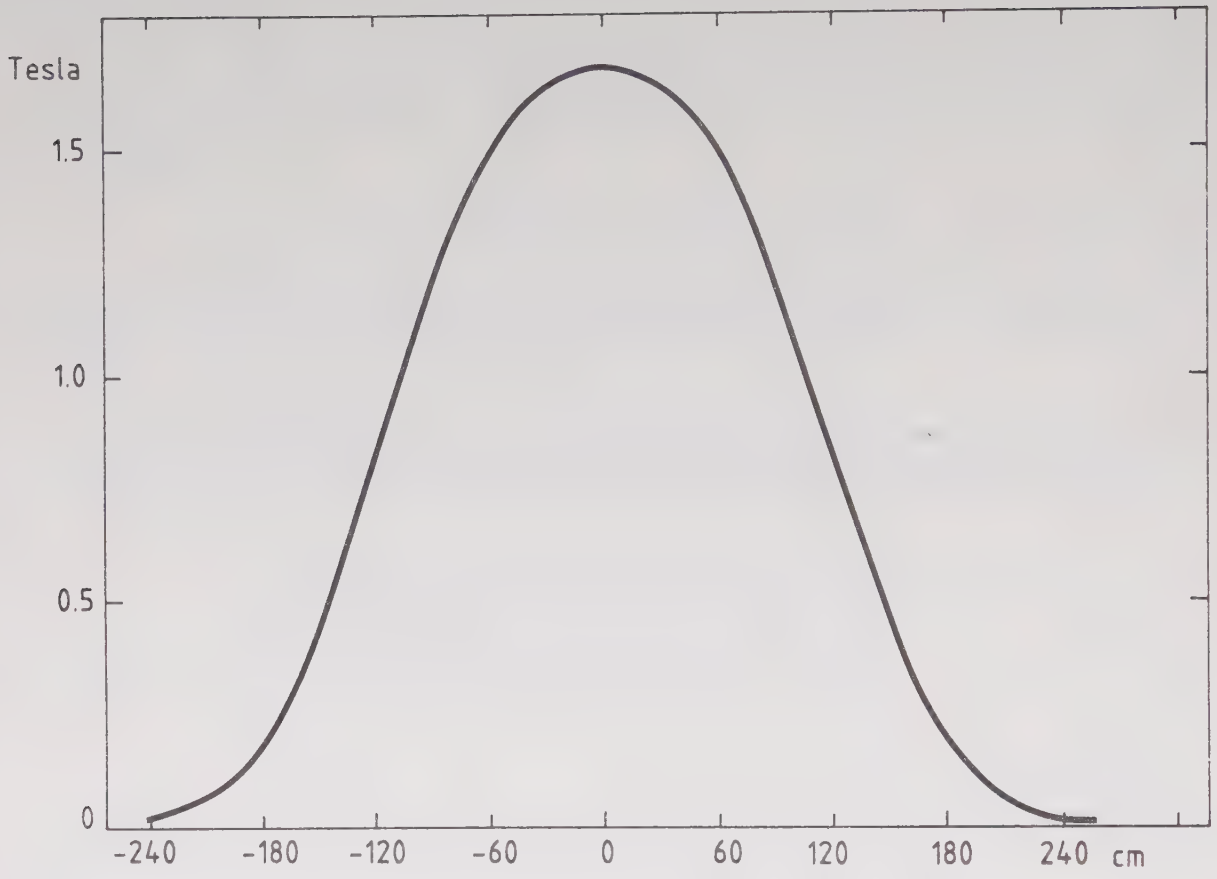


Figure I.2 Le champ magnétique

I.3 LES HODOSCOPES

sont au nombre de 3

3.1 Le T1 (fig. I.3) situé à la sortie de l'absorbeur, à 419 cm de la cible. Il est constitué de 12 lattes couvrant une surface de 72 x 72 cm^2 mais laissant libre une bande horizontale de 4cm centrée sur le faisceau. L'angle vertical couvert s'étend de 9.54 mrds à 85 mrds.

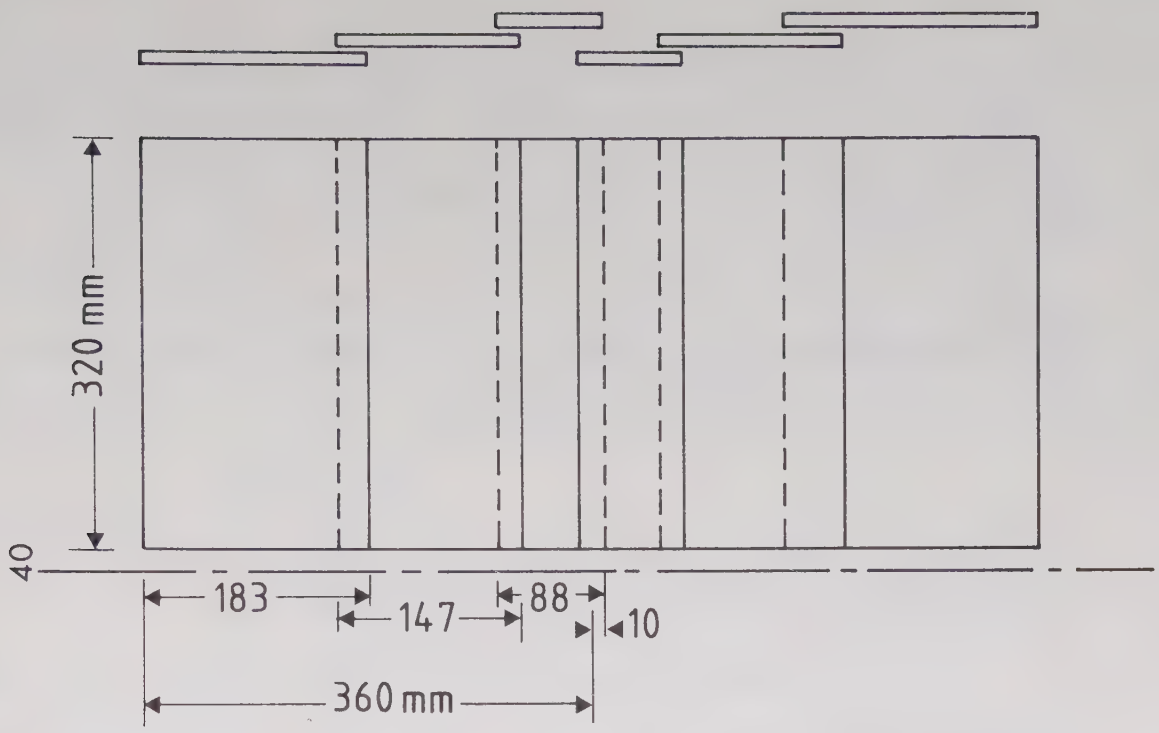


Figure I.3 L'hodoscope T1

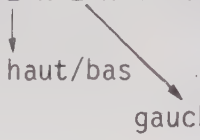
Le T1 a deux fonctions :

- nous indiquer la survenance d'une interaction avec particules sortant de l'absorbeur. A ce titre il sera partie intégrante du système de prédéclenchement.
- nous donner un temps de référence de l'interaction. A cet effet les sorties des photomultiplicateurs sont divisées et envoyées sur des analyseurs temporels digitaux.

3.2 Le T2 est en fait une partie du calorimètre électromagnétique (le γ_2). Il comporte 40 bandes horizontales (20 haut, 20 bas) de largeur 9,4 cm, de longueur 2 x 250 cm. Chaque bande est divisée verticalement en son milieu et est constituée par le regroupement de 8 lattes de scintillateur. Verticalement les bandes les plus internes ne commençant qu'à 29 cm de l'axe du faisceau il a été nécessaire d'ajouter 4 compteurs sup-

plémentaires de dimensions 24 x 300 cm^2 recouvrant le γ_2 par les bords extérieurs et laissant vers l'intérieur une bande horizontale libre de 0 à 2.8 mrds.

3.3 Le T3 est situé à l'extrême aval de l'expérience à 2127 cm de la cible. Cet hodoscope consiste en 2 x 2 x 11 bandes de scintillateurs



de 24 cm de largeur, 3 m de longueur. Sa surface de 15.8 m^2 couvre un angle vertical de 6 à 129 mrds par pas de 11 mrds.

Afin d'éviter les comptages parasites (neutrons...) il a été nécessaire pour obtenir une signature propre des muons de réaliser une coïncidence bande à bande entre le T2 et le T3.

Pour des raisons de recouvrement (et de dimensions de chacune des lattes de T2 et T3) le regroupement a été réalisé comme suit :

n° des bandes

T3	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
T2	1,3	2,5	4,7	6,9	8,11	10,13	12,15	14,17	16,19	18,21	20,21

(21, hodoscope supplémentaire)

La coïncidence T2 T3 est réalisée sur des signaux de 10 ns puis reformée à 40 ns.

I.4 LES CHAMBRES A FILS

La seule chambre avant l'aimant à notre disposition est la PC1

(2 plans X, 2 plans Y, 2 plans U, 1 plan V) dont les caractéristiques peuvent être trouvées dans le tableau I.1.

La chambre PC2 est située dans l'aimant et comporte les mêmes plans que la PC1.

Quant aux chambres sises après l'aimant qui définissent les traces droites à l'arrière elles comportent ensemble 9 plans x, 6 plans y, 2 plans u, 2 plans v.

Une description complète des chambres peut être trouvée
- pour la PC1 dans la référence I.3
- pour les chambres à l'arrière dans la référence I.4.

Notons simplement que les fils sont du tungstène doré de 20 μm, les plans cathodiques du mylar graphité ; on a utilisé un mélange d'argon(80%),isobutane(20%),fréon(.1%).

I.5 LES CHAMBRES "DECLENCHEMENT" M1 ET M2

Ces chambres ayant été abondamment décrites par ailleurs, nous n'en rappellerons ici que les caractéristiques principales (fig. 1.4).

Ces 2 chambres à lecture cathodique sont placées homothétiquement par rapport à la cible (M2 = 1.85 x M1). Les cathodes sont divisées en 2 x 10 bandes horizontales elles mêmes subdivisées en 64 (32 pour les bandes centrales haut et bas) damiers de largeur angulaire atan $\phi = \sqrt{3}/32$

Cette largeur angulaire se trouve légèrement altérée par des problèmes d'efficacité sur les bords et de diaphonie entre damiers voisins, malgré l'utilisation d'un dispositif de "feed back" réinjectant une partie inversée du signal d'un damier à ses voisins. Pour plus de détails nous renvoyons à la référence II.C.

TABLEAU I.1

CARACTERISTIQUES DES CHAMBRES PROPORTIONNELLES

N° de chambre	Surface utile(m^2)	Angle des fils avec la verticale	Nombre de plans	Nombre de fils	Espacement des fils(mm)
PC1	0.96x0.96	0	2	480	2
		90	2	480	2
		45	1	480	2.83
		135	1	480	2.83
PC2	Circulaire	0°	2	448	3
		90°	2	448	3
	1,344	45°	1	448	3
		135°	1	448	3
PC3 + PC4	3.1 x 2.6	0°	4	1024	3
		90°	4	864	3
		15°	2	1024	3
		165°	2	1024	3
PC5 + PC6	4.25 x 4.05	0°	5	1408	3
		90°	2	1344	3

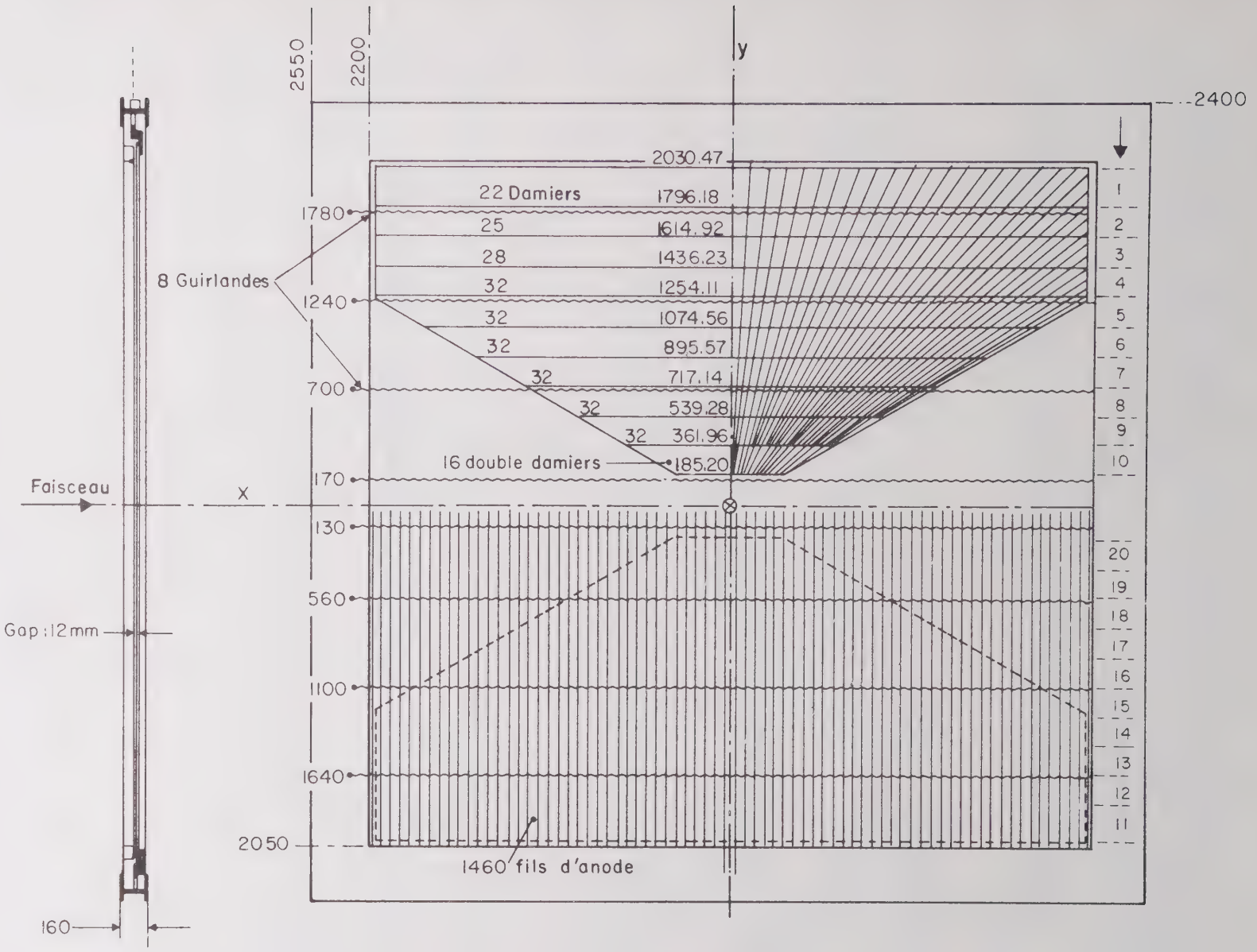


Figure I.4 La chambre de déclenchement M2

La connaissance des damiers touchés nous indique directement l'impulsion transverse verticale du muon. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 8.

Passons maintenant aux développements spécifiques à notre expérience.

I.6 L'ABSORBEUR

L'absorbeur définitif consiste en 8 blocs de fer (longueur d'absorption λ_{abs} = 17.1 cm) de 80 x 80 x 40 cm^3 disposés de manière à constituer un ensemble de 320 cm de longueur (voir fig. 1.5). Au centre de cet absorbeur un coeur en tungstène (λ_{abs} = 10.3 cm) couvre un angle de 0 à 20 mrds.
Nous disposons donc de 18.7 longueurs d'asbsorption entre 20 et 100 mrds et de 31 longueurs d'absorption entre 0 et 20 mrds.

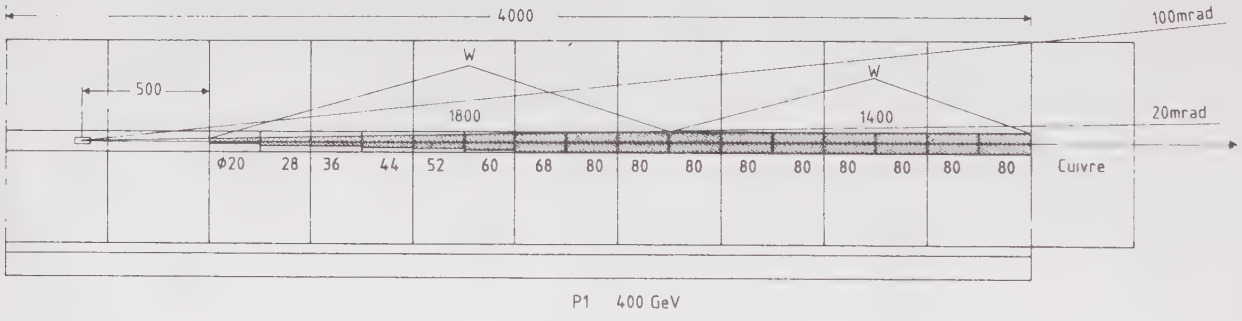


Fig. I.5 L'absorbeur

Les absorbeurs des précédentes expériences furent choisis d'après les mesures faites par l'expérience OMEGA et grâce à une simulation réalisée avec le programme de GRANT (réf. I.5) (pour plus de détails voir réf. I.3).

Compte tenu de l'expérience acquise, le nôtre le fut à la suite d'essais à haute intensité réalisés en Mars 1979. Là les performances d'un absorbeur de même type (hormis le coeur qui était mixte tungstène - uranium pour moitié) purent être testées en fonction de sa longueur de 2.4 m à 3.4 m.

Le tableau I.2 rend compte des principaux résultats.

En consultant les lignes a et b on voit que le comptage des compteurs est principalement dû à des neutrons : pas de traces chargées dans 9 cas sur 10 pour 2.4m, dans 1 cas sur 2 pour 3.4 m.

La ligne c nous apprend qu'il s'agit de neutrons lents qui ne sont pas en temps avec les particules du faisceau.

Par contre les comptages diffèrent beaucoup moins entre d et e qu'entre a et c : la coïncidence T1 T2 T3 est principalement due à une véritable interaction en temps avec une particule du faisceau.

On voit donc que l'on est amené à choisir un absorbeur de longueur 3.2 m si l'on ne veut pas :

- que les taux de comptage simple de chaque compteur dépassent 10^7 pour 1.5 10^9 protons incidents.
- que le courant dans les chambres dépasse 100 à 150 μA correspondant à un flux dans PC1 de 1.5 10^9 x 0.5% $\sim 10^7$ particules par déversement (voir profil des chargés dans PC1 en figure 1.6).

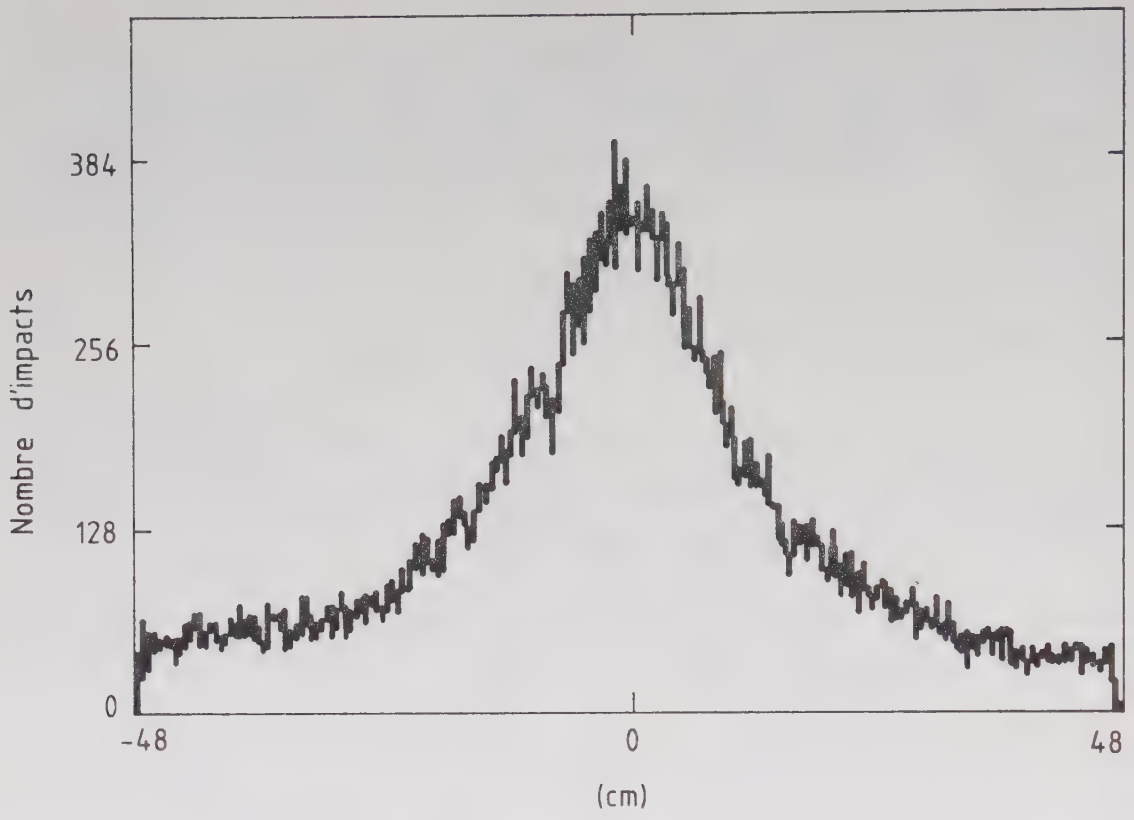


Figure I.6 Distribution des chargés dans PC1

COMPTAGE DES DETECTEURS/COMPTAGE FAISCEAU

longueur du dump	2.4m	2.8m	3.2m	3.4m
a) T1	13%	4%	1.3%	1%
b) T1 chambres	1.3%	0.8%		0.5%
c) T1 faisceau	1.8%	0.8%	0.39%	0.36%
d) T1 T2 T3	0.25%	0.22%		0.18%
e) T1 T2 T3 faisceau	0.15%	0.14%	0.11%	0,11%
f) courant dans PC1	400 $\mu A/10^9$		70 $\mu A/10^9$	50 $\mu A/10^9$

Tableau I.2

Même avec cette longueur de l'absorbeur le comptage du T1 par neutres est à la limite des possibilités du compteur. Lors de l'expérience réelle nous serons amenés à blinder l'absorbeur lui-même par des plaques de fer de 40 cm et des blocs de béton de 80 cm d'épaisseur, ce qui sera d'ailleurs également rendu indispensable pour des raisons de sécurité au niveau de la baraque de surveillance.

Bien sûr nous allons payer ces 18.7 ou 31 longueurs d'absorption (suivant l'angle) par 182 ou 914 longueurs de radiation qui entacheront substantiellement, tout en restant tolérable, notre résolution l'erreur sur l'angle θ des μ à la sortie de l'absorbeur étant telle que

$$\langle d\theta^2 \rangle = \left(\frac{0.015}{p}\right) \frac{L}{L}_{\text{radiation}} = \frac{0.04}{p^2} \text{ rad}^2 \text{ Gev}^2$$

Nous reviendrons sur ce point au prochain chapitre.

Rappelons que le T3 situé à l'extrême aval de l'expérience est précédé par un mur de fer de 80 cm d'épaisseur auxquels s'ajoutent :

-12 cm de plomb du calorimètre électromagnétique
-100 cm de fer du calorimètre hadronique.

Nous bénéficions donc après le balayage de l'aimant de 11.2 longueurs d'absorption ce qui a pour effet de rendre la coïncidence T1 T2 T3 une signature très propre des muons.

I.7 LE FAISCEAU ET SON MONITORAGE

a) Le faisceau

Il s'agit du faisceau primaire du SPS de moment 400 GeV/c de $\Delta p/p = 5.10^{-4}$ extrait en mode lent. La durée du déversement est de 1800 ms. Les protons sont transmis par l'optique habituelle du faisceau H8 jusqu'à la zone des cibles. Le $\Delta\Theta$ est alors de l'ordre de 0.5 mrds, la largeur du faisceau de l'ordre de 5 mm. Le nombre de particules par déversement a

varié de 1 à 1,6 10^9 au cours de la prise de données.

b) Le contrôle du flux

-est effectué grâce à trois chambres à ionisation connues sous le nom d'Argo 1, Argo 2 et Stéfanini (du nom de son constructeur) ainsi que par un moniteur consistant en un télescope de 3 compteurs disposé à un angle de 60° par rapport au faisceau. La calibration de ces dispositifs est réalisée en réduisant le faisceau à quelques 10^6 particules par déversement, flux dont le comptage direct par mise en place de 2 compteurs (B1, B2) dans le faisceau même est possible. L'étalonnage fait, après retrait des compteurs B1 B2, la linéarité relative des 4 moniteurs (chambre à ionisation + télescope) en fonction du flux est controlée jusqu'à l'intensité maximale.

La figure 1.7 montre la linéarité des Argos 1 et 2 en fonction de la chambre Stéfanini à bas flux (entre 3.10^6 et 6.10^7).

La figure 1.8 montre la linéarité de l'Argo 2 et du moniteur toujours en fonction de la chambre Stéfanini mais à haut flux (jusqu'à $2\ 10^9$).

- Une technique différente a permis un contrôle du flux absolu à haute intensité (mise en place par Messieurs O. Runolfsson, A. Regelbrugge, A. Fasso CERN EP). Durant des périodes stables (nuits) d'environ 15 heures, des feuilles d'aluminium et de cuivre furent placées dans le faisceau. Le comptage des réactions

$$Al \rightarrow Na\ 24$$
$$Cu \rightarrow Na\ 24$$

permet la détermination du nombre de protons reçus. Une comparaison avec les moniteurs précédemments décrits montre un accord des 2 méthodes à mieux que 10%.

- Le flux intégré utile (corrigé du temps mort, c'est-à-dire le temps

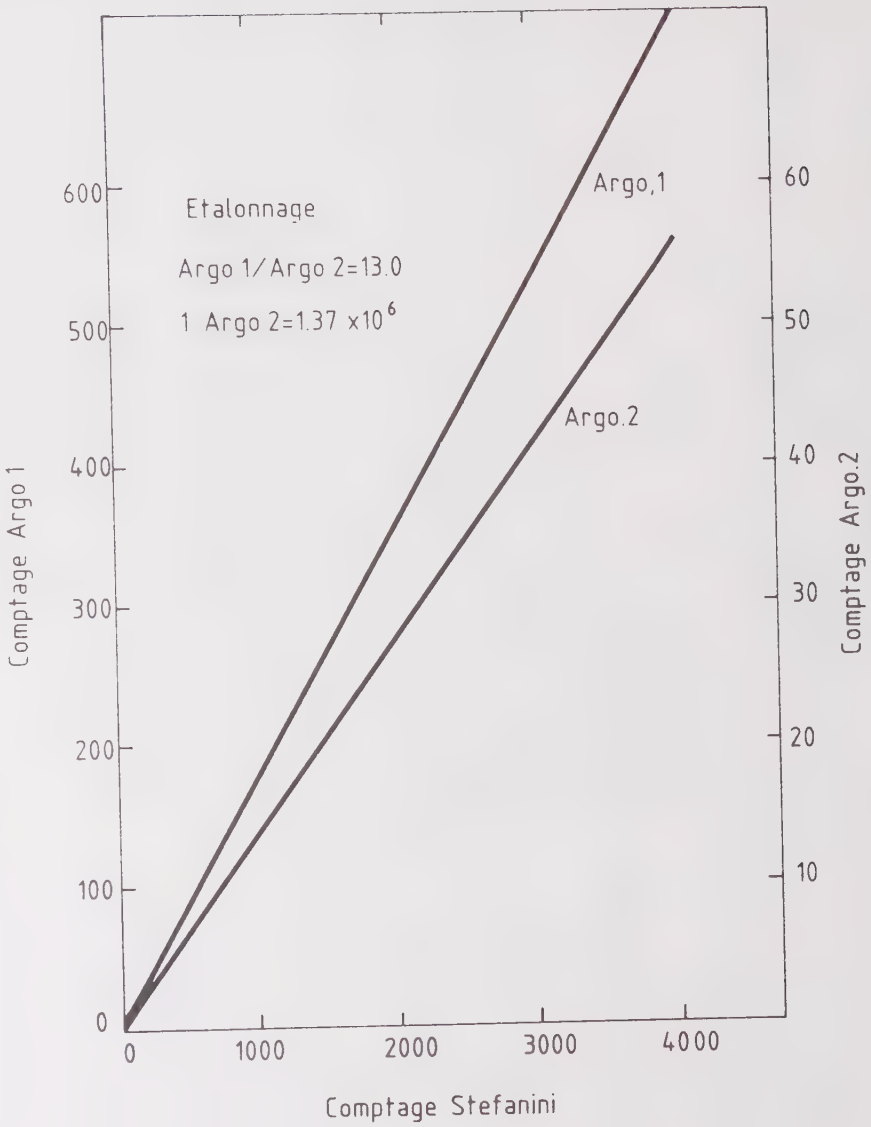


Figure I.7 Etalonnage bas flux

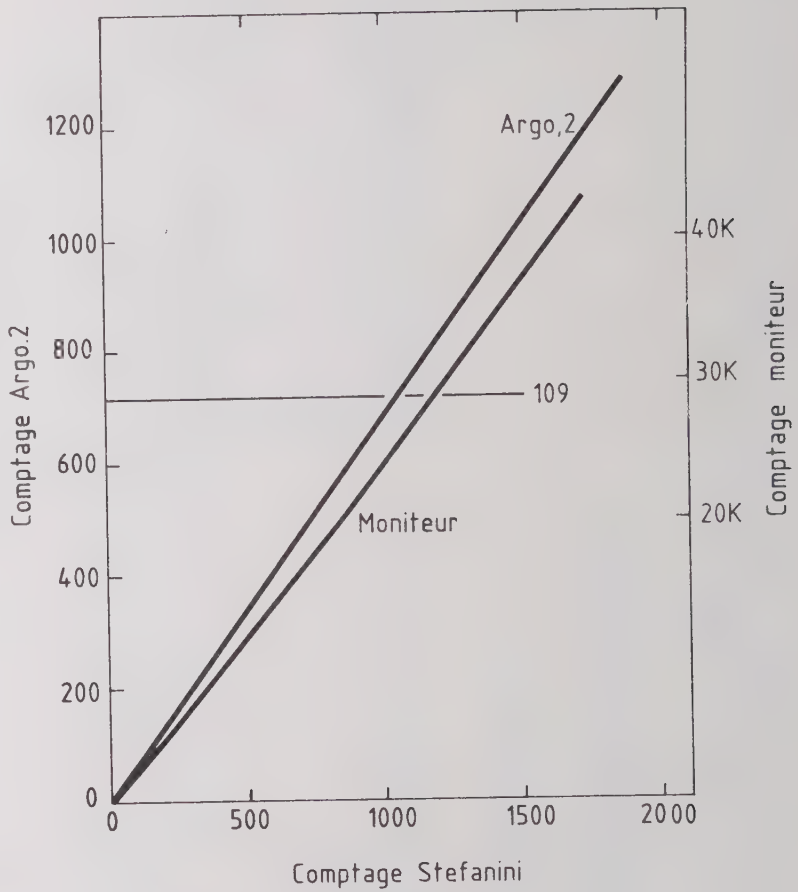


Figure I.8 Etalonnage haut flux

pendant lequel le système d'acquisition ne pouvait accepter un déclenchement) est de 8.25 10^{13} protons (±10%).

I.8 LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT

a) Le prédéclenchement

Le prédéclenchement demandait la présence d'une interaction signée par 1 scintillateur touché dans le T1 et la présence d'un muon en haut et d'un muon en bas de l'expérience, signés par 2 coïncidences T2.T3.

Pour 1.4 10^{9} protons par déversement, le nombre de prédéclenchements était de 120 000. Compte tenu de l'introduction d'un temps minimum de séparation de 2 prédéclenchements par 200 ns pour éviter des problèmes d'empilement, le prédéclenchement se résume à :

$$T1 \cdot (T2 \cdot T3)_{\substack{1\ HAUT \\ 1\ BAS}} \cdot TM$$

où le facteur TM introduit du fait de notre taux de prédéclenchements un temps mort inférieur à 3%.

b) Le déclenchement (voir fig. I.9)

Le prédéclenchement nous a indiqué la présence d'un bon dimuon. Nous désirons maintenant avoir une information sur la masse de ce dimuon afin de rejeter autant que faire se peut les événements de basse masse.

Dans ce but nous disposons de deux méthodes :

i) Les chambres à damiers M1 et M2 vont nous permettre de sélectionner deux muons d'impulsion transverse verticale suffisante. (le déclenchement sera référé ultérieurement T3).

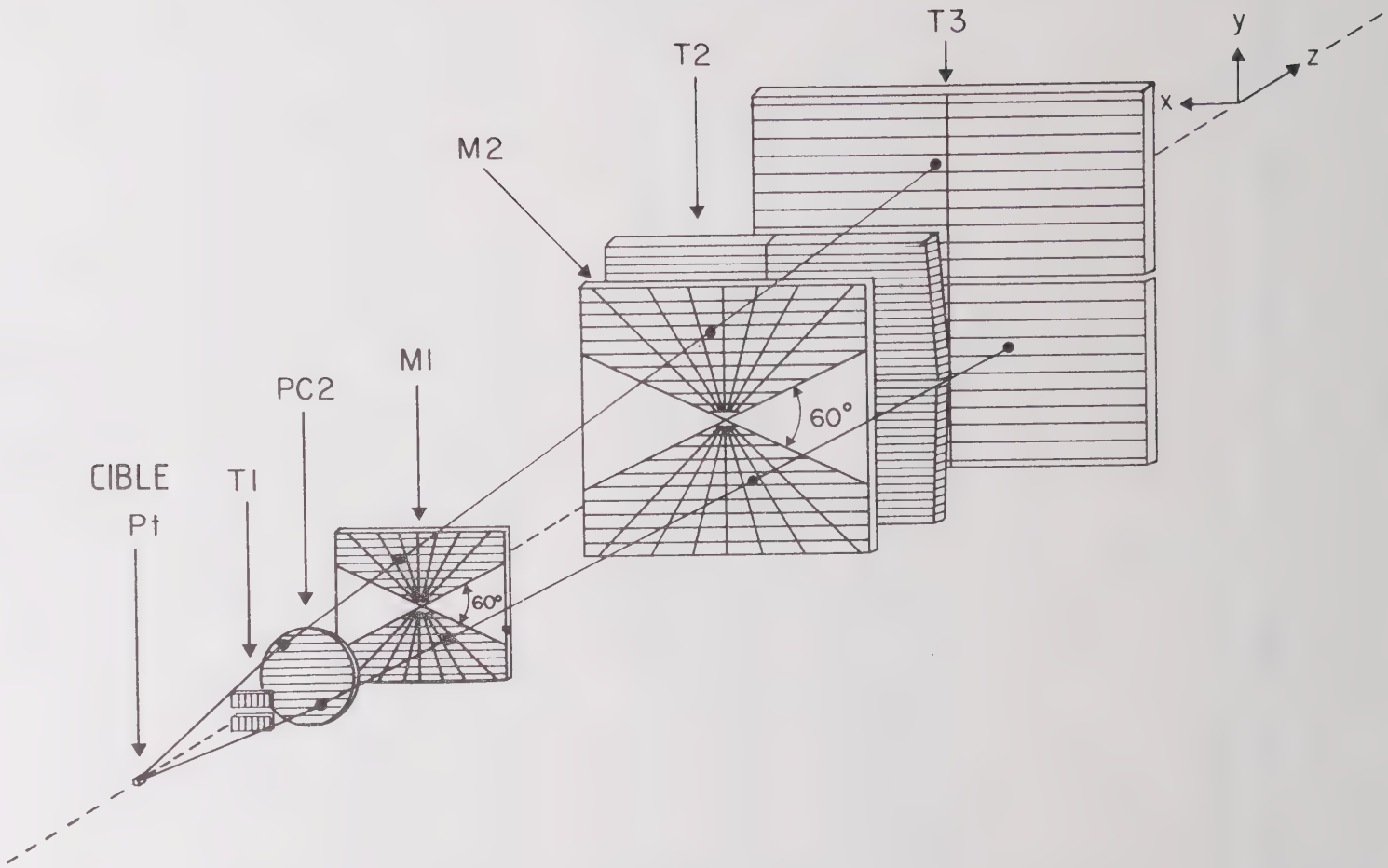
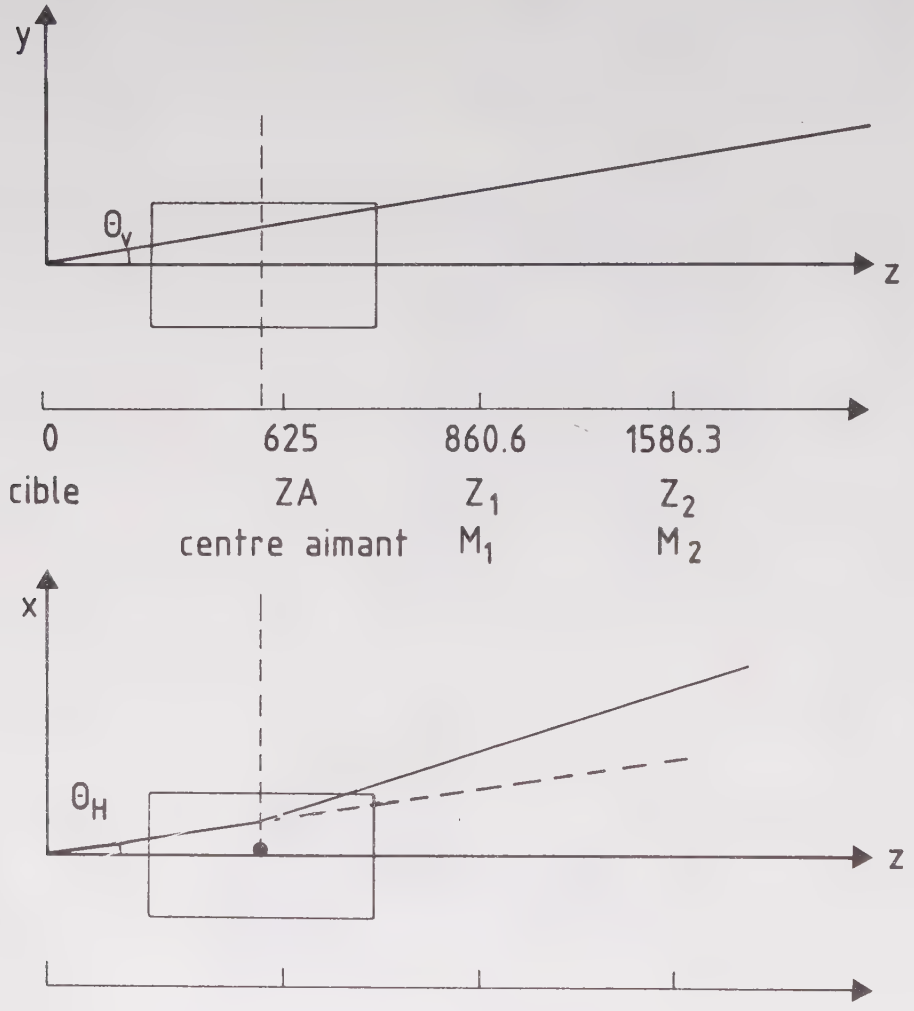


Figure I.9 Les éléments du système de déclenchement

ii) Un processeur cablé (matrice de masse) va calculer une masse approchée de la paire de muons à partir des informations acquises par les chambres M1 M2. (Ce déclenchement sera référé ultérieurement T3MM).

Reprenons chacun des point i et ii et rappelons que la coupure en impulsion transverse verticale de chacun des muons est telle que :



$$tg\,\varphi_2 - tg\,\varphi_1 = eB\left(\frac{1}{Z_1} - \frac{1}{Z_2}\right)Z_A \cdot \frac{1}{P_{TV}}$$

$$= 1.211 \times 0.332 \times \frac{1}{P_{TV}}$$

avec φ_1 et φ_2 angles azimuthaux du muon en M1 et M2 et B l'intégrale de champ.
Pour plus de précisions sur cette relation nous renvoyons le lecteur à la réf. I.1.c.

Nous avons vu que les damiers étaient espacés par $tg\,\varphi = \frac{\sqrt{3}}{32}$; si n1 et n2 sont les numéros des damiers touchés dans M1 et M2 nous avons :

$$\frac{7.4}{\Delta+1} \leq p_{TV} \leq \frac{7.4}{\Delta-1}$$

avec $\Delta = | n_1 - n_2 |$

Dans cette expérience nous avons choisi $\Delta = 7$ (bandes centrales avec damiers 2 fois plus large $\Delta = 3$) impliquant un p_{TV} minimal de 0.925 GeV/c, la pleine acceptance n'étant atteinte qu'à 1.23 GeV/c. (En ce qui concerne les bandes centrales ces chiffres deviennent 0.925 et 1.85 GeV/c). Le spectre expérimental de l'impulsion transverse verticale est parfaitement en accord avec ce calcul (voir fig.1.10).
Rappelons brièvement le système de codage et de validation des deltas choisis :

Les signaux en provenance des damiers arrivent par groupe de 32 sur des modules RBB à deux sorties : une vers les lignes du châssis CAMAC pour lecture par le PDP par JCF 20 interposé, une frontale par cables vers les cartes codages. Les cartes codages donnent en sortie sur 6 bits chacun le numéro du damier le plus élevé touché dans la bande et le numéro le moins élevé. Chaque sortie des cartes codage M1 et M2 est envoyée sur une carte arithmétique effectuant le calcul des 4 valeurs de Δ entre les damiers touchés de M1 et ceux de M2.

Δ_1 = m2 gauche - m1 gauche
Δ_2 = m2 gauche - m1 droite
Δ_3 = m2 droite - m2 gauche
Δ_4 = m2 droite - m1 droite

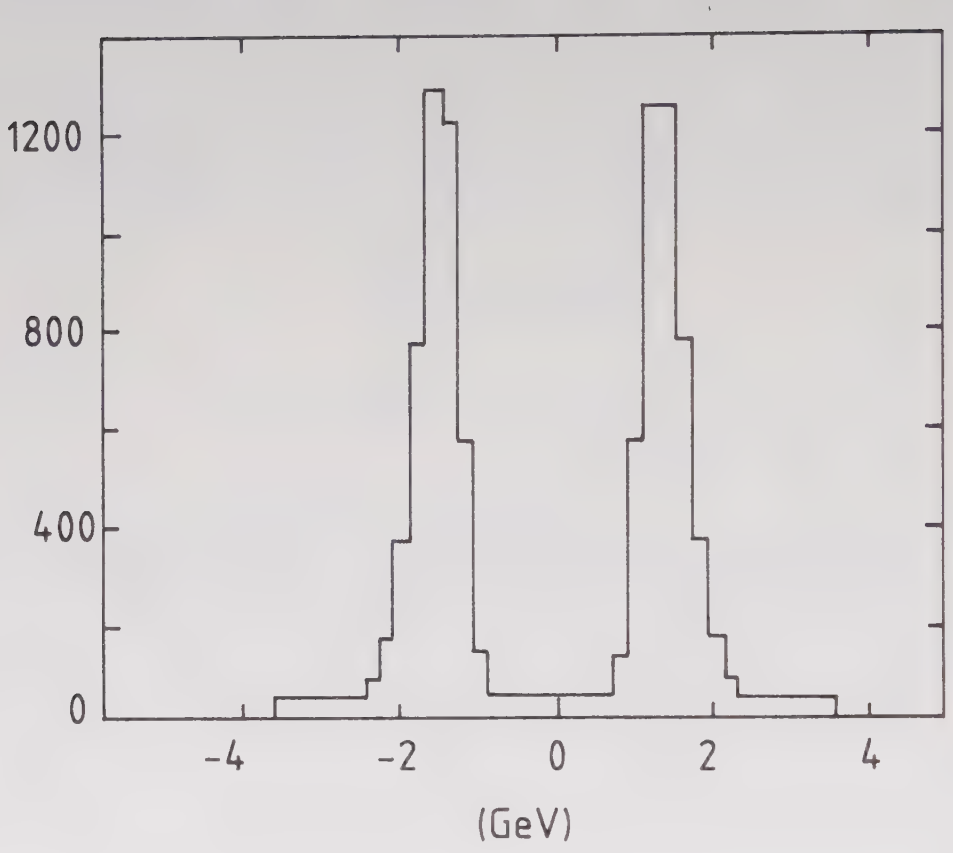


Figure I.10 Distribution de l'impulsion transverse verticale des muons

Les résultats sur 7 bits peuvent être tronqués à 5 bits du fait des valeurs des deltas autorisés. Ces groupes de 5 bits sont envoyés sur 2 modules 4A et 4B.

(De plus est transmis sur 2 x 6 bits, les numéros des damiers touchés mlg et mld).Dans la carte 4A réduits à 4 bits toujours en fonction des valeurs de deltas autorisés, ils permettent d'adresser 4 mémoires où l'on a stocké 0 si on ne désire pas valider ce delta où 1 dans le cas contraire.

Nous disposons donc à ce niveau d'un trigger sur le P_{TV} des muons.

Afin de parfaire notre sélection des événements un dispositif connu sous le nom de matrice de masse a été introduit, qui va nous permettre de réduire notre acceptance à la masse du ψ d'un facteur 5 par rapport au simple déclenchement décrit ci-dessus. Malgré cela nos bandes magnétiques se trouvent "encombrées" par plus de 300 000 ψ qui eussent été 1 500 000, énorme masse de datas en regard des 40 000 événements du continuum qui nous intéressent. Le principe de cette matrice est un calcul approché de la masse du dimuon.

Voyons en les détails

A la sortie des cartes arithmétiques nous avons vu que nous disposions des valeurs de mlg, mld, $\Delta i = 1, 4$. Interviennent alors les modules 4B. Ceux-ci regardent successivement $\Delta 1,2,3,4$. Lorsque la valeur d'un Δ_i est trouvée inférieure à 7 nous trouvons en sortie en plus du signal correspondant à la réalisation de cette condition, sa valeur codée sur 4 bits et la valeur de ml modulo 4 codée sur 4 bits.

Ces informations sont transmises à 2 multiplexeurs. Chacun reçoit 10 bandes (haut/bas) et sélectionne la plus extérieure.

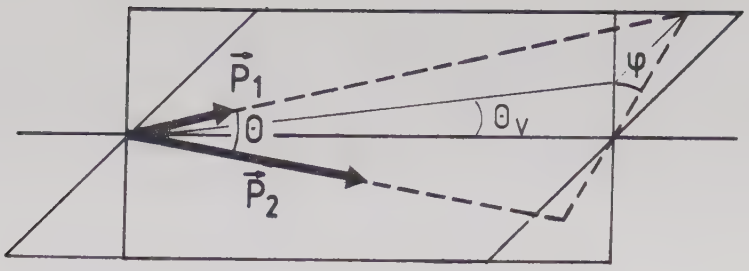
A la sortie de ces mutliplexeurs nous disposons donc de

* signal $\Delta \leq 7$
* le delta (4 bits)
* le ml (4 bits)
* le numéro de bande de 1 à 10 (4 bits).

ceci pour la moitié haute et la moitié basse de l'appareillage.

Grâce à un module "masse" nous sommes en mesure de calculer une masse approchée de notre dimuon.

En effet $M^2 \sim 2\, p_1 p_2\, (1 - \cos\Theta)$



$$M^2 \sim p_1 p_2 \theta^2 = \left(\frac{P_{TV1}}{\theta_{V1}} + \Delta p\right)\left(\frac{P_{TV2}}{\theta_{V2}} + \Delta p\right) \frac{(\theta_{V1} + \theta_{V2})^2}{\cos^2\varphi}$$

où Δp est la perte d'énergie dans l'absorbeur.

$$M^2 \sim \frac{P_{TV1}\ P_{TV2}}{\theta_{V1}\ \theta_{V2}} \left(1 + \Delta p\left[\frac{\theta_{V2}}{P_{TV1}} + \frac{\theta_{V1}}{P_{TV2}}\right]\right) \frac{(\theta_{V1} + \theta_{V2})^2}{\cos^2\varphi}$$

en négligeant les termes en $(\Delta p)^2$.
Afin de ne pas rejeter d'événements à partir de la masse choisie prenons une borne supérieure de la correction due à la perte d'énergie dans cet absorbeur, quand le p_{TV} a sa valeur minimale.

$$M^2 \sim \frac{P_{TV1}\ P_{TV2}}{\theta_{V1}\ \theta_{V2}} \left(1 + 3.3\ (\theta_{V1} + \theta_{V2})\right) \frac{(\theta_{V1} + \theta_{V2})^2}{\cos^2\varphi}$$

$$\frac{1}{M} = \underbrace{\frac{\sqrt{\Delta 1 \Delta 2}}{7.4}}_{f} \quad \underbrace{\frac{\theta_{V1} \cdot \theta_{V2}}{1 + 3.3\ (\theta_{V1} + \theta_{V2})} \frac{1}{\theta_{V1} + \theta_{V2}}}_{g} \quad \underbrace{\cos\varphi}_{h}$$

Nous avons donc ramené la masse de notre dimuon a une fonction des données à notre disposition à l'entrée de la carte masse, c'est-à-dire Δ_1 et Δ_2, θ_{V1} et θ_{V2}(reliés aux numéros des bandes horizontales touchées), cos φ relié aux numéros des damiers touchés ml haut et ml bas ($\cos\varphi \sim 1 - \epsilon(ml_h, ml_b) \sim 1 - 0.07 \times |ml_h - ml_b|/2$).

Les 2 fois, 4 bits de $\Delta_{1,2}$ adressent une mémoire rapide dont le contenu est la valeur de la fonction f codé sur 4 bits.

De même pour les fonctions g et h mais cette fois les valeurs sont codées sur 3 bits. Nous disposons donc en sortie de 10 bits utilisés pour l'adressage d'une autre mémoire rapide dont la sortie 0 ou 1 nous dit si la masse approximative de notre dimuon est supérieure ou non au seuil choisi.

Nous avons donc deux types de déclenchements :

- déclenchement matrice avec sélection P_{TV} (T3)
- déclenchement matrice de masse (T3 MM)

Nous l'avons dit les présentes données furent les premières à être prises avec ce dispositif matrice de masse. Pour éviter toute mauvaise surprise il a été décidé de mettre sur bande magnétique un T3 sur 5 et bien sur tous les T3 MM afin de pouvoir monitorer notre lot d'événements T3 MM, de vérifier que la coupure en masse était bien comprise (cette coupure est montrée sur la figure I.11), d'être certains que les événements des 2 lots conduisaient à la même physique.

Ajoutons que les déclenchements réels sont ceux décrits ci-dessus assortis de deux conditions :

a) passé-futur. on interdit les événements avec des comptages dans le T1 autres que ceux de l'interaction objet du pré-déclenchement pendant la

durée de ce dernier.

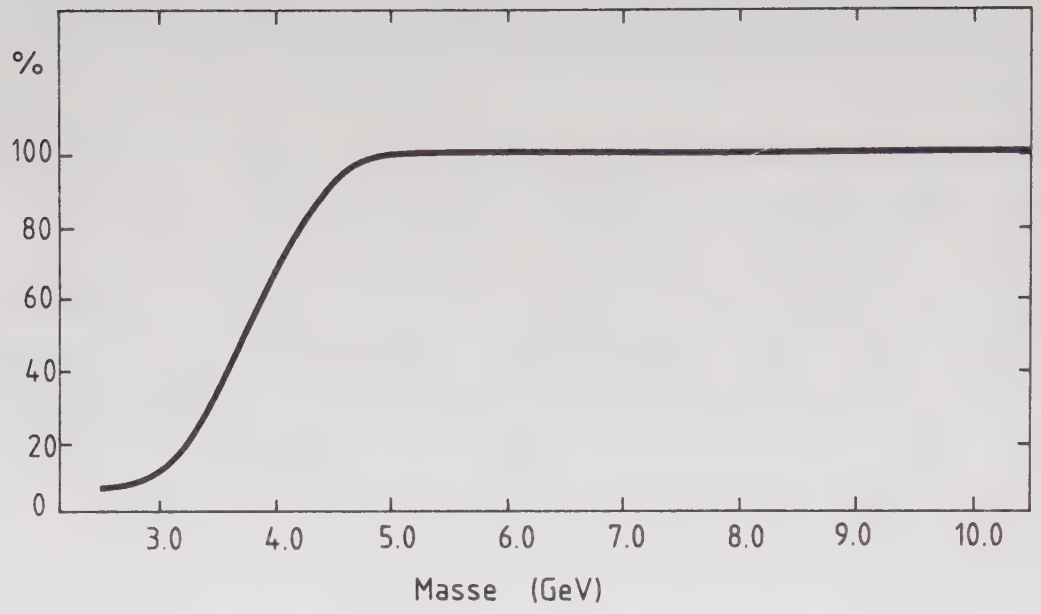


Figure I.11 Rapport déclenchements T3/déclenchements T3MM

b) anti-dépassement de capacité. on interdit les événements épais (plus de 4 bandes touchées en dehors des lattes centrales).

CONCLUSION

Notre désir de mesurer, si elles existent, les variations du facteur K, dans un domaine cinématique assez large nous a amené à imaginer une expérience de courte durée avec des protons incidents.

Pour atteindre une précision suffisante, une statistique de quelques dizaines de milliers d'événements Drell-Yan étaient indispensables, entraînant l'utilisation d'un haut flux.

Une révision importante de l'agencement de l'expérience a été nécessaire : un nouveau dump et un nouveau système de déclenchement ont été introduits avec succès. Nous étions en mesure de procéder à la prise des données.

Chapitre II

RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

PRECISION DES MESURES

SIMULATION DE L'EXPERIENCE

Dans le chapitre précédent nous avons vu l'ensemble de l'appareillage dont nous disposions, nous permettant de mesurer la production de paires de muons qui nous intéressait.

Toutefois il reste une longue chaîne d'analyse à parcourir pour passer des impacts des traces dans les chambres (tels qu'ils sont transmis par le système d'acquisition en ligne) aux grandeurs physiques finales, corrigées par l'acceptance de notre appareillage.

Les principales étapes de cette chaîne seront évoquées dans le présent chapitre, à savoir :

-§1 et 2 la reconstruction des traces après et avant déflection par le champ magnétique, réalisée dans le programme "PATREC". La philosophie utilisée consiste à reconstruire les traces droites à l'arrière de l'expérience (après le champ magnétique) et à essayer de les prolonger vers l'avant.

- §3 l'ajustement du vertex (permettant le calcul des

grandeurs cinématiques) réalisé dans le programme "DST".
Parallèlement nous mentionnerons les erreurs faites sur les différentes grandeurs mesurées.

- §4 à ce niveau nous sommes en possession des grandeurs physiques vues dans notre appareillage. Bien sûr ce ne sont pas ces grandeurs qui nous intéressent le plus mais celles corrigées d'acceptance qui traduisent la "véritable" physique, objet de notre étude ;nous décrirons donc le programme de simulation, l'indispensable intermédiaire entre ces deux types de mesures.

Nous ajouterons à cette description dans le §5 des réflexions sur nos certitudes concernant notre niveau de compréhension de la simulation et des data.

II.1 LES TRACES DROITES APRES LE CHAMP MAGNETIQUE

L'algorithme utilisé est dû à M. Hansroul (réf II.1). Résumons le. Les groupes de fils touchés (clusters), codés dans les modules JCF 20 sont utilisés d'abord pour trouver des traces droites en projection x et y par la méthode des plans pivots. On choisit les deux plans de chambres les plus extérieurs à notre disposition; on essaie toutes les combinaisons de droites possibles avec les impacts existants dans ces 2 plans pivots; on calcule pour chaque possibilité les impacts dans les plans internes; on regarde si les impacts prédits correspondent à des impacts réels, aux tolérances d'inefficacité près, mais sans tolérance dimensionnelle autres que la largeur naturelle du cluster; on "efface" les impacts déjà utilisés si la trace est reconnue existante.

Une confirmation dans les plans u et v est ensuite recherchée. Nous disposions d'un bras de levier de 470 cm délimités par les 2 groupes de chambres PC3, 4 d'une part PC5,6 d'autre part.

Le programme exigeait les efficacités minimales suivantes :
- en x 4 plans sur 9 dont un dans PC5,6
- en y 3 plans sur 6 dont un dans PC5,6
- en u et v 1 plan u ou 1 plan v dans PC3,4
  1 plan u ou 2 plan v dans PC5,6

Calculons dans le plan xOz de déviation du champ magnétique l'erreur sur la pente a et l'erreur sur la position b des traces reconstruites.

$$x_i = az_i + b \quad (i = \text{ième plan})$$

En minimisant $\Sigma\left[(x_i - az_i - b)/\sigma_i\right]^2$ et en se plaçant au plan de non corrélation défini par son abscisse z_{NC} telle que $\sum \frac{z_i - z_{nc}}{\sigma_i^2} = 0$ on trouve que

$$\sigma_a^2 = 1 \Big/ \sum (z_i - z_{NC})^2 / \sigma_i^2$$

$$\sigma_b^2 = 1 \Big/ \sum 1/\sigma_i^2$$

En prenant pour σ_i $WS/\sqrt{12} \cdot 1/\sqrt{n} \cdot TC$

avec WS l'espacement des fils, n le nombre des plans à l'abscisse i, TC la taille moyenne du cluster (1.2 fil) on obtient

$$\sigma_a = 1.4 \ 10^{-4} \text{ rd}$$

$$\sigma_b = 0.04 \text{ cm}$$

II.2 LA POURSUITE DES TRACES DANS ET AVANT L'AIMANT

Connaissant la trace à l'arrière et supposant qu'elle provienne de la région de la cible une prédiction approximative des impacts dans PC1 et PC2 est faite :
PC1 : dans le plan xOz, x ± 3 cm ; dans le plan yOz, y ± 1.5 cm
PC2 : dans le plan xOz, x ± 2.5 cm, dans le plan yOz, y ± 1 cm

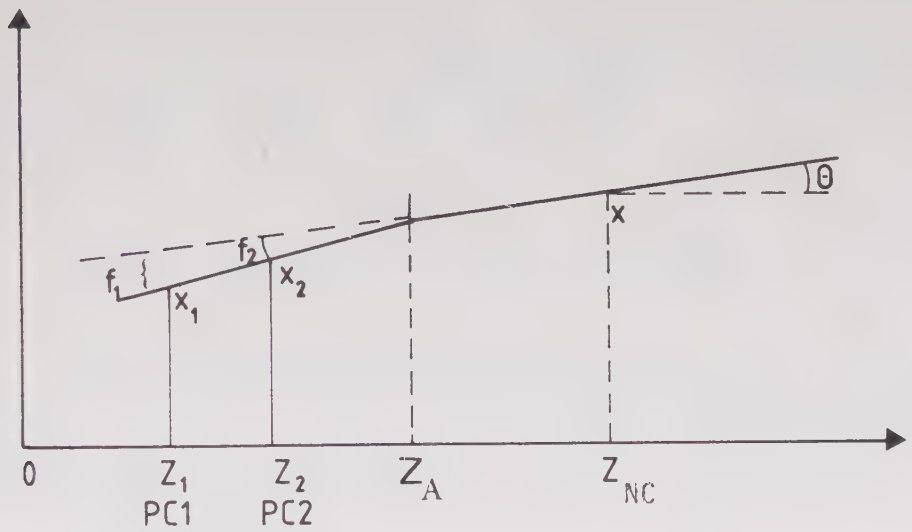
Un cluster est recherché conformément aux efficacités minimales suivantes :

PC1 : 1 plan x ; 1 plan y, 1 plan u ou 1 plan v
PC2 : -d°-

Si la trace existe l'impulsion est calculée grâce à une fonction d'évaluation dépendant de l'impact dans PC1 et PC2 et des positions et pentes à l'arrière. Cette fonction d'évaluation a été

déterminée en minimisant (programme MUDIFI Réf II.2) le dp/p d'un ensemble de traces passées à travers la carte du champ magnétique grâce au programme GEANT (Réf II.3). Pour plus de détails sur cette méthode nous invitons à la lecture de l'annexe 1 de la Ref I.1b.

Qu'attendons nous de la précision de cette mesure de l'impulsion ? Nous disposons de deux informations corrélées de la déviation par le champ magnétique : l'impact dans PC1 et celui dans PC2.



De la connaissance de la trace à l'arrière et des impacts dans des chambres, on déduit les flèches f_1 et f_2 dans PC1 et PC2

$$f_1 = x_1 - x - \theta\,(z - z_1)$$
$$f_2 = x_2 - x - \theta\,(z - z_2)$$

Or $\frac{1}{p_1}$, première estimation de l'impulsion grâce à PC1 est telle que

$$\frac{1}{p_1} = \frac{f_1}{a_1} \qquad \text{avec } a_1 \quad 240 \text{ cm . GeV}$$

De même

$$\frac{1}{p_2} = \frac{f_2}{a_2} \qquad \text{avec } a_2 \quad 74 \text{ cm . GeV}$$

La meilleure estimation de $\frac{1}{p}$ sera obtenue en minimisant la forme quadratique

$$\left[\frac{1}{p} - \frac{1}{p_1} \; ; \frac{1}{p} - \frac{1}{p_2}\right] \begin{bmatrix} \frac{\langle df_1^2 \rangle}{a_1^2} & \frac{\langle df_1 . df_2 \rangle}{a_1 . a_2} \\ \frac{\langle df_1 . df_2 \rangle}{a_1 . a_2} & \frac{\langle df_2^2 \rangle}{a_2^2} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{1}{p} - \frac{1}{p_1} \\ \frac{1}{p} - \frac{1}{p_2} \end{bmatrix}$$

Ce faisant nous obtenons

$$\left\langle \left(d \frac{1}{p}\right)^2 \right\rangle = \frac{\langle df_1^2 \rangle \langle df_2^2 \rangle - \langle df_1 . df_2 \rangle^2}{a_2^2 \langle df_1^2 \rangle + a_1^2 \langle df_2^2 \rangle - 2a_1 a_2 \langle df_1 df_2 \rangle}$$

où

$$\langle df_i^2 \rangle = \varepsilon_i^2 + \varepsilon^2 + \alpha^2 (z - z_i)^2$$

$$\langle df_1 df_2 \rangle = \varepsilon^2 + \alpha^2 (z - z_1)(z - z_2)$$

$\varepsilon_1^2 = (.05 \text{ cm})^2$; $\varepsilon_2^2 = (.07 \text{ cm})^2$; précision des mesures en x dans PC1, PC2

$\alpha^2 = \sigma_a^2 = (1.4 \; 10^{-4})^2 \text{ rad}^2$; $\varepsilon^2 = \sigma_b^2 = (.04 \text{ cm})^2$

Ces valeurs numériques conduisent à

$$\left\langle \left(d \frac{1}{p} \right)^2 \right\rangle \sim 2.2 \; 10^{-7} \text{ GeV}^{-2}$$

soit

$$\frac{\Delta p}{p} \sim 5 \; 10^{-4} \text{ GeV}^{-1} . p$$

Nous connaissons le module de l'impulsion. Cherchons à connaître ses composantes transverses, ce qui revient à déterminer l'angle des muons par rapport au faisceau, tel que mesuré par les chambres. Là encore nous avons deux mesures corrélées

$$\Theta_1 = \Theta - \frac{A}{p_1} \qquad ; \qquad \Theta_2 = \Theta - \frac{A}{p_2}$$

où A dépend de la puissance déflectrice de l'aimant (A = 1.21 GeV . rad).

Comme précédemment on obtient

$$\langle d\theta^2 \rangle = \frac{\langle d\theta_1^2 \rangle \langle d\theta_2^2 \rangle - \langle d\theta_1 d\theta_2 \rangle^2}{\langle d\theta_1^2 \rangle + \langle d\theta_2^2 \rangle - 2\langle d\theta_1 d\theta_2 \rangle}$$

avec

$$\langle d\theta_i^2 \rangle = \alpha^2 \left(1 + \frac{2A}{a_i} (z - z_i) \right) + \left(\frac{A}{a_i} \right)^2 \langle df_i^2 \rangle$$

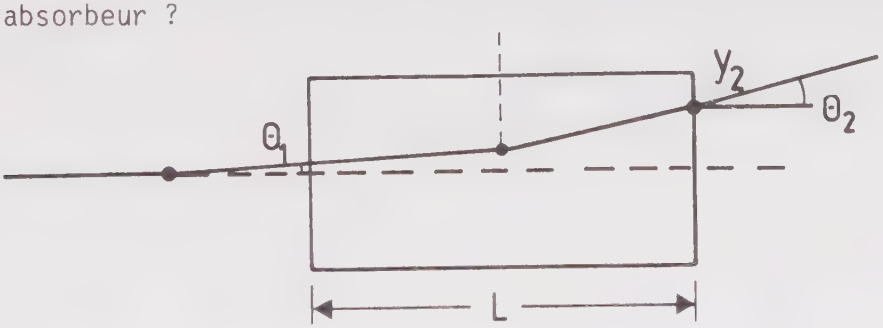
$$\langle d\theta_1 d\theta_2 \rangle = \alpha^2 \left(1 + A\left(\frac{z - z_1}{a_1} + \frac{z - z_2}{a_2} \right) \right) + \left(\frac{A}{a_i} \right)^2 \langle df_i^2 \rangle$$

$$\langle d\theta^2 \rangle = .4\ 10^{-6}\ \text{rad}^2 \quad ; \quad \sigma_\theta = 6.\ 10^{-4}\ \text{rad}$$

Malheureusement ceci est l'erreur sur l'angle à la sortie de l'absorbeur et seules nous importent les grandeurs à l'entrée de celui-ci.

II.3 L'AJUSTEMENT DU VERTEX

Comment allons nous obtenir les angles d'émission des muons avant l'absorbeur ?

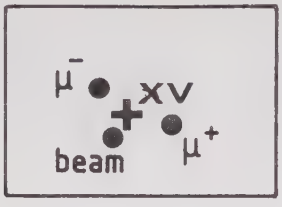


Pour ce faire il nous faut d'abord connaître le vertex, ayant à notre disposition les angles et les positions des traces à la sortie de l'absorbeur, et ce pour trois traces :

les deux muons
le faisceau

Nous déterminons une première zone de l'interaction centrée sur l'intersection des deux projections yOz des deux muons.

Dans cette zone par itérations successives sur des plans d'abscisses différentes nous cherchons le point xv de meilleure approche du faisceau et des deux muons.



C'est à dire que nous cherchons xv_1 et xv_2 (coordonnées x et y du vertex) tels que :

$$\sum_{i,j} \frac{(x_{ij} - xv_j)^2}{\sigma_{ij}^2}$$

soit minimum
i=$\mu^+\mu^-$ faisceau
j=plans x0z,y0z

$$\text{donc } xv(j) = \frac{\sum_i \frac{x_{ij}}{\sigma_{ij}^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{ij}^2}}$$

Pour calculer σ_{ij}^2, erreur sur la position en x ou y (de la i ème trace dans le plan j) à une distance z de la face d'entrée de l'absorbeur on utilise :

$$\langle d\theta_{ij}^2 \rangle = \left(\frac{.015}{p}\right)^2 \frac{L}{L_{rad}} = \frac{.04}{p^2} \text{ rad}^2 \text{ GeV}^2$$

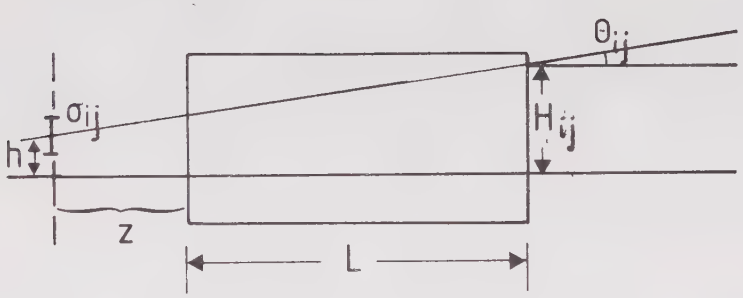
$$\langle dH_{ij}^2 \rangle = \left(\frac{.015}{p}\right)^2 \frac{L^3}{3L_{rad}} = \frac{1400}{p^2} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^2$$

$$\langle d\theta_{ij} dH_{ij} \rangle = \left(\frac{.015}{p}\right)^2 \frac{L^2}{2L_{rad}} = \frac{6.56}{p^2} \text{ cm rad GeV}^2$$

variances et covariances déduites de la paramétrisation classique de la diffusion multiple par

$$p(y,\theta_y,L) = \frac{2\sqrt{3}}{\Pi\theta_s^2 L^2} \exp\left(-\frac{4}{\theta_s^2}\left(\frac{\theta_y^2}{L} - \frac{3y \cdot \theta y}{L^2} + \frac{3y^2}{L^3}\right)\right)$$

avec $\theta_s^2 = \left(\frac{.021}{\beta cp}\right)^2 \frac{1}{L_{rad}}$ Ref II.4



l'erreur σ_{ij} sur h (h = H - (z + L)) est telle que

$$\sigma_{ij}^2 = \langle dh^2 \rangle = \langle dH^2 \rangle - 2(z + L)\langle d\theta dH \rangle + (z + L)^2 \langle d\theta^2 \rangle$$

$$= \langle d\theta^2 \rangle \left(z^2 + zL + \frac{L^2}{3}\right)$$

$$= .04/p^2 \left(50^2 + 50.320 + \frac{320^2}{3}\right) = \frac{2100}{p^2} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^2$$

$$\sigma_{ij} = 46/p \text{ cm GeV}$$

(l'erreur sur la position en x ou y du vertex, est donc de l'ordre de

$$\sigma_j = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \frac{1}{\sigma_{ij}^2}}} \sim 46/\sqrt{(p_1^2 + p_2^2 + 8400)} \quad \text{cm GeV}$$

ou le terme indépendant de p provient de la connaissance que nous avons de la largeur du faisceau.

Pour chacun des plans essayés nous calculons le χ^2 du vertex trouvé

$$\chi^2 = \sum_{\substack{i=\mu^+\mu^- \text{ fais.} \\ j=x0z \; y0z}} \frac{(x_{ij} - xv_j)^2}{\sigma_{ij}^2}$$

Lorsque le minimum du χ^2 est trouvé sur une distance inférieure à 5cm, le z vertex est considéré trouvé.
L'erreur en z de ce vertex est alors

$$\sigma_{j\ z\ \text{vertex}}^2 \sim \frac{2}{\chi_j^{2''}(z)}$$

Cette expression vient du développement limité

$$\chi^2(z + \Delta z) = \chi^2(z) + \Delta z\, \chi^{2'}(z) + \frac{z^2}{2} \chi^{2''}$$

Or $\chi^{2'} = 0$ (minimum du χ^2) donc:

$$\chi^2(z + \Delta z) - \chi^2(z) = 1 = \frac{\chi^{2''}(\Delta z)^2}{2}$$

(le χ^2 change d'une unité lorsque z vertex varie de σ_z)

Evaluons $\chi_j^{2''}$ sur l'un des plans x0z ou y0z (indice j omis)

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma_i^2}(x_i - x_v)^2$$

$$x_i = H_1 - \theta_1(z + L) \qquad \frac{dx_i}{dz} = -\theta_i \qquad \frac{d^2x_i}{d^2z} = 0$$

$$x_v = \frac{\Sigma_k \frac{H_k - \theta_k(z+L)}{\sigma_k^2}}{\Sigma_1 \frac{1}{\sigma_1^2}} \qquad \frac{dx_v}{dz} = -\frac{1}{\Sigma_1 \frac{1}{\sigma_1^2}} \Sigma_k \frac{\theta_k}{\sigma_k^2} \qquad \frac{d^2x_v}{d^2z} = 0$$

$$\frac{d^2\chi^2}{d^2z} = \Sigma \frac{2}{\sigma_i^2}\left(\left(\frac{dx_i}{dz}\right)^2 - 2\frac{dx_i}{dz}\frac{dx_v}{dz} + \left(\frac{dx_v}{dz}\right)^2\right)$$

$$= \Sigma_i \frac{2}{\sigma_i^2}\left(\theta_i^2 - 2\theta_i \frac{\Sigma_k \frac{\theta_k}{\sigma_k^2}}{\Sigma_1 \frac{1}{\sigma_1^2}} + \left(\frac{\Sigma_k \frac{\theta_k}{\sigma_k^2}}{\Sigma_1 \frac{1}{\sigma_1^2}}\right)^2\right)$$

$$= \Sigma_i \frac{2}{\sigma_i^2}\left(\theta_i - \underbrace{\frac{\Sigma_k \frac{\theta_k}{\sigma_k^2}}{\Sigma_1 \frac{1}{\sigma_1^2}}}_{\frac{\theta_1 p_1^2 + \theta_2 p_2^2}{p_1^2 + p_2^2 + 8400}}\right)^2$$

Pour des désintégrations symétriques cette formule se réduit à

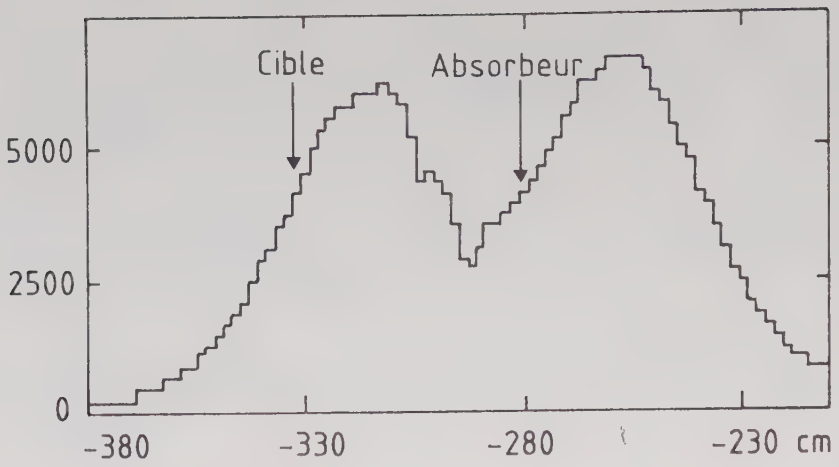
$$\chi^{2''} \sim 2 \sum \frac{\theta_i^2}{\sigma_i^2}$$

$$\sigma_z^2 = \frac{1}{\Sigma \frac{\theta_i^2}{\sigma_i^2}} \quad ; \quad \sigma_z = \frac{\sqrt{2} \cdot 46}{\theta \sqrt{(p_1^2 + p_2^2)}} \text{ cm rad GeV}$$

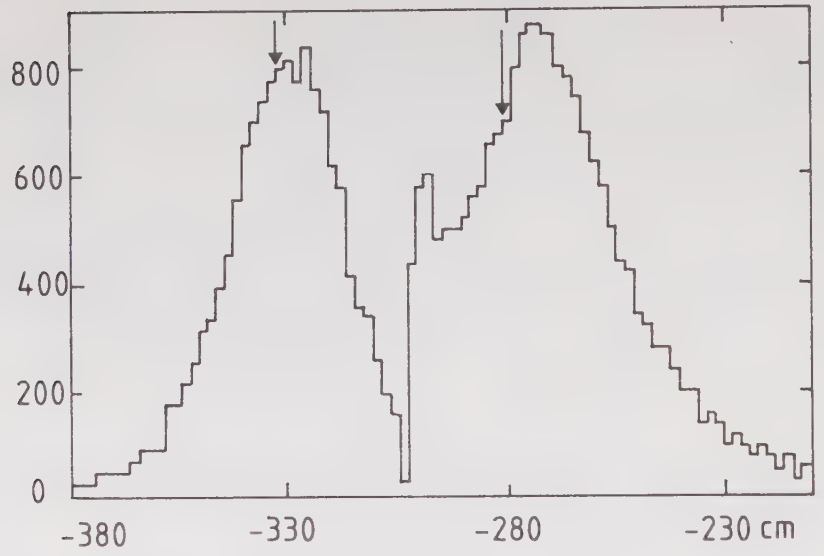
avec θ angle entre les deux muons et en tenant compte du fait que nous avons deux plans de détermination xOz et yOz

$$\sigma_z = \frac{65}{.05 \sqrt{(2 \cdot 70^2)}} \sim 14 \text{ cm}$$

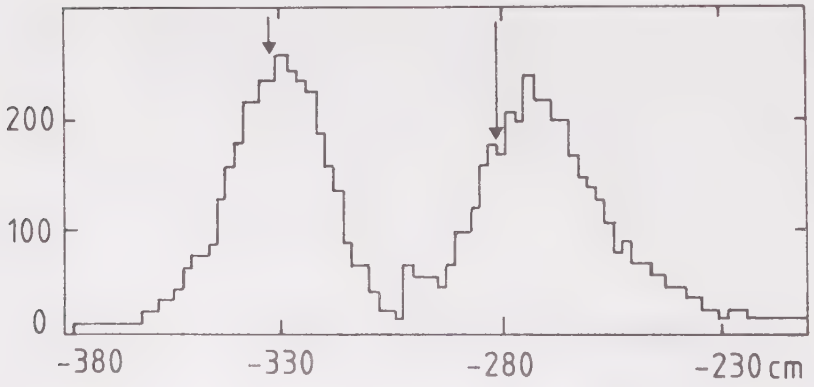
en accord avec les distributions expérimentales montrées sur la fig.II.1 et rendant les possibilités de confusion cible/absorbeur négligeables pour des dimuons de masse supérieure à 4.5 GeV.



a) toutes masses



b) masses supérieures à 4.5 GeV
on voit la contamination du vertex absorbeur
par des évènements Ψ-cible mal assignés



c) masses supérieures à 6 GeV

Figure II.1 Distribution des vertex reconstruits
(avant ré-assignation dans la cible)

Le vertex définitif est obtenu en :

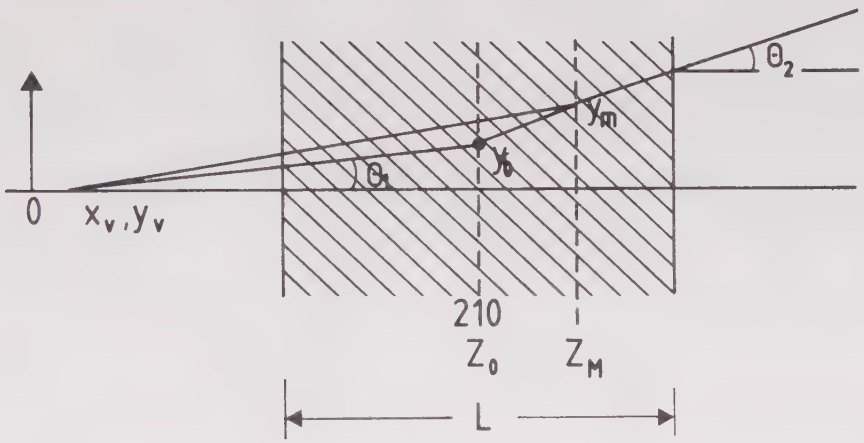
1) choississant la cible en fonction de la probabilité d'observer l'interaction en Z_{vertex} connaissant la position des cibles et l'erreur σ_z^2 vertex.

2) choississant le z de probabilité médiane dans la cible retenue.

3) déterminant les coordonnées x et y comme étant le point minimisant le χ^2 dans ce plan d'abscisse z.

L'erreur sur le z vertex est alors $\frac{\text{longueur de cible}}{\sqrt{12}} = 1.73$ cm

Nous pouvons maintenant estimer les angles des muons à la cible.



A nouveau nous avons à notre disposition deux informations : θ_2 à la sortie de l'absorbeur, θ_1 tel que $tg\theta_1 = (y_o - y_v)/(z_o - z_v)$ avec y_o intersection de la trace après l'absorbeur avec le plan z_o, milieu de ce dernier.

$$\langle d\theta_2^2 \rangle = (.015/p)^2 \; {}^{L}/_{L_{rad}} = .04/p^2 \text{ rad}^2 \text{ GeV}^2$$

$$\langle d\theta_1^2 \rangle = \frac{\langle dy_0^2 \rangle}{(z_0 - z_v)^2} + \frac{\langle dy_v^2 \rangle}{(z_0 - z_v)^2} + \frac{(y_0 - y_v)^2}{(z_0 - z_v)^4} \langle dz_v^2 \rangle$$

$$= \left(\frac{.015}{p}\right)^2 \frac{L^3}{12 z_0^2 L_{rad}} + \frac{.25}{z_0^2} + \frac{\theta_1^2}{z_0^2} (0.3)$$

$$= \frac{.008}{p^2} \text{ rad}^2 \text{ GeV}^2 + 6\ 10^{-6} \text{ rad}^2 \text{ GeV}^2 + \sim 0$$

La meilleure estimation de θ est alors

$$\theta = \left(\frac{\theta_1}{\langle d\theta_1^2 \rangle} + \frac{\theta_2}{\langle d\theta_2^2 \rangle}\right) \frac{1}{\frac{1}{\langle d\theta_1^2 \rangle} + \frac{1}{\langle d\theta_2^2 \rangle}}$$

Cette meilleure estimation peut être obtenue rapidement par la relation tg $\theta = y_M/z_M$ (y_M intersection de la trace à la sortie de l'absorbeur avec un plan d'abscisse z_M) si

$$z_M = \left(1 + \frac{\frac{1}{\langle d\theta_2^2 \rangle}}{\frac{1}{\langle d\theta_1^2 \rangle}}\right) z_0$$

En négligeant l'erreur sur le vertex on trouve

$$z_M = z_0 + \frac{L^2}{12\ z_0}$$

L'estimation de l'angle θ est alors telle que

$$\langle d\theta^2 \rangle \sim \left(\frac{.015}{p}\right)^2 \frac{L/L_{rad}}{1 + 12 z_0^2/L^2} = \frac{.007}{p^2} \text{ rad}^2 \text{ GeV}^2$$

Nous sommes arrivés à la fin de notre reconstruction cinématique, c'est-à-dire que nous avons :

- un vertex
- 2 quadrivecteurs

ainsi que la précision des mesures de ces grandeurs.

A partir de celles-ci nous pourrions calculer les différentes erreurs sur les grandeurs physiques qui en dépendent.

Nous nous limiterons :

■ à montrer la résolution en masse de notre spectromètre (à la masse du Ψ) sur la figure II.2

■ à calculer les erreurs sur les grandeurs x_1 et x_2 qui nous importeront particulièrement par la suite.

Soit M la masse du dimuon, P^*_ℓ son impulsion longitudinale dans le centre de masse proton incident/proton cible. Définissons x_1 et x_2 par les relations suivantes

$$x_1\, x_2 = \frac{M^2}{s} \quad ; \quad x_1 - x_2 = \frac{2P^*_\ell}{s}$$

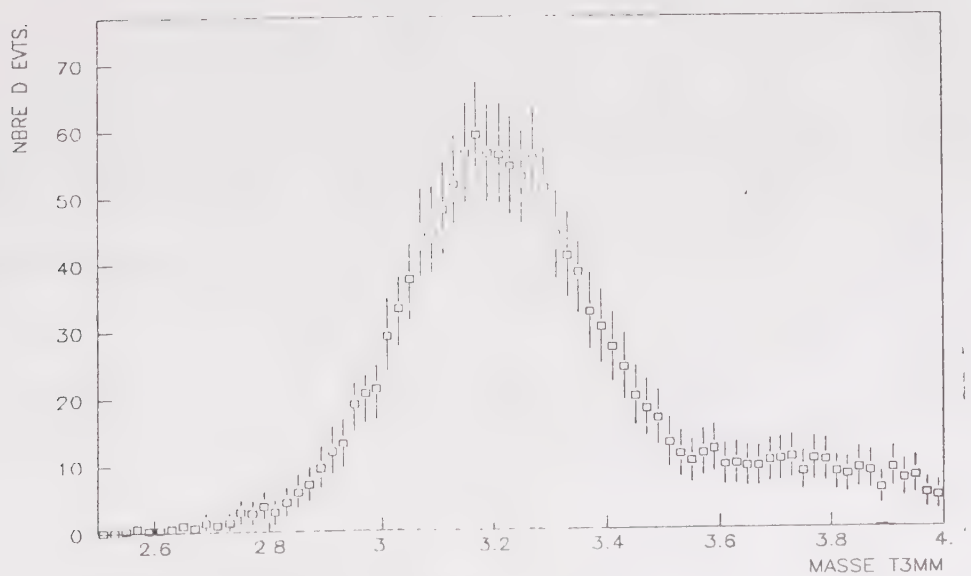


Figure II.2 Spectre de masse (Ψ) non corrigé d'acceptance

Si E , P = énergie impulsion du dimuon dans le laboratoire

E_i, P_i = énergie impulsion du faisceau "

E_c, P_c = énergie impulsion de la cible "

on a $x_1 = \frac{E + P}{E_i + P_i + E_c + P_c}$; $x_2 = \frac{E - P}{E_i - P_i + E_c - P_c}$

Remarquons que cette définition est identique à celle couramment répandue c'est à dire la fraction du moment transporté par le parton dans le référentiel de Breit .

En effet dans le centre de masse proton incident/cible, nous avons:
(e^*,p^* énergie et impulsion des quarks participant à la réaction)

$$x^*_1 = \frac{e^*_1 + e^*_2 + p^*_1 + p^*_2}{\sqrt{s}}$$

et en supposant la masse des quarks nulle ainsi que les impulsions transverses

$$x^*_1 = \frac{2p^*_1}{\sqrt{s}} = \frac{\text{impulsion du quark}}{\text{impulsion du proton}}$$

Pour mener les calculs d'erreur nous approximons

$$x_1 \sim \frac{P_{dimuon}}{P_{faisceau}}$$

$$x_2 \sim \frac{E_{dimuon} - P_{dimuon}}{m_c - p_c}$$; m_c = masse nucléon cible

p_c = impulsion du nucléon cible

$$\langle dx_1^2 \rangle = \frac{\langle dP^2_{dimuon} \rangle}{P^2_{faisceau}} = \frac{1}{400^2} \sum_{i = 1,2} 2.2\ 10^{-7}\ p^4_{\mu i} + 5\ 10^{-3}\ p^3_{\mu i}$$

pour un dimuon de 100 GeV symétrique ($x_1 = 0.25$)

$$< dx_1^2 > = \frac{1}{(400)^2} \; 2(2.2\ 10^{-7}\ 50^4 + 5.10^{-3}\ 50^2) = 1.7\ 10^{-4}$$

$$\Delta x_1 \sim 0.013$$

Quant à l'imprécision sur x_2 la cause prépondérante en est le mouvement de Fermi du nucléon cible

$$<(\frac{dx_2}{x_2})^2> \sim \frac{<dp_c^2>}{M_c^2}$$

où l'on calcule pour dp_c^2 la valeur moyenne du carré de l'impulsion du nucléon. Modélisant le mouvement de Fermi par une probabilité uniforme dans une sphère de rayon $p_{max} = 0.24$ GeV nous avons :

$$< dp_c^2> = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{p=0}^{p=p_{max}} p^2 \sin^2\theta \sin^2\phi \; \frac{p^2 \sin\theta \; d\theta \; d\phi \; dp}{\frac{4}{3}\pi p_{max}^3} = .2\ p_{max}^2$$

$$<(\frac{dx_2}{x_2})^2> = .013 \quad ; \quad \Delta x_2 \sim .12\ x_2$$

Les résolutions en x_1 et x_2 sont mises en évidence sur la figure II 3 (et sont en accord avec les calculs précédents). Huit couples (x_1, x_2) ont été générés dans le programme de simulation puis passés à travers le programme de reconstruction :

x_2	x_1			
0.2	0.2	0.4	0.6	0.8
0.4	0.2	0.4	0.6	0.8

On se rend bien compte de l'importante dégradation de la résolution en x_2 due à l'utilisation d'une cible lourde.

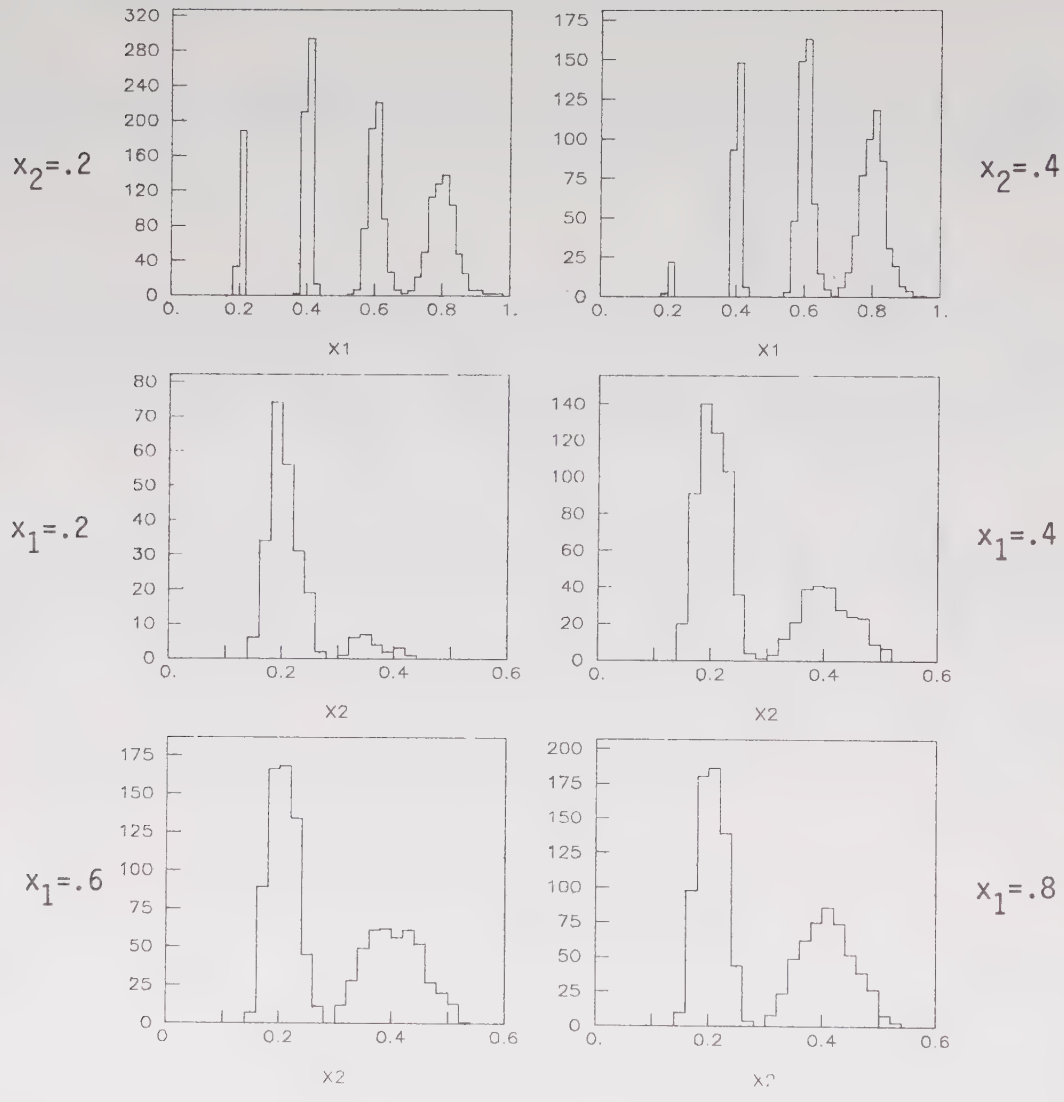


Figure II.3 Résolution en x_1 x_2 (simulation)

II.4 LE PROGRAMME DE SIMULATION

La quantité de données enregistrées nous a amenés -afin que les erreurs statistiques dominantes soient expérimentales et non celles de notre programme d'acceptance- à développer un programme de simulation plus rapide que ceux existant de manière standard (GEANT) mais où les traces ne sont pas digitisées.

Décrivons en succintement les étapes :

-Tirage de l'impulsion du proton incident en fonction du dp/p et de la divergence du faisceau.

-Tirage de l'impulsion du nucléon cible due au mouvement de Fermi.

-Tirage de la fraction d'impulsion longitudinale et de la masse du dimuon en fonction du modèle de génération adopté (DRELL YAN).

-Tirage (décorrélé des autres variables cinématiques) de l'impulsion transverse de dimuon suivant une distribution reproduisant celle observée expérimentalement.

-Tirage de l'angle θ de désintégration du photon virtuel dans le repère choisi ; ϕ isotrope.

-Calcul des impulsions dans le laboratoire, conformément aux grandeurs cinématiques précédemment tirées et au repère choisi.

-Tirage du vertex dans la cible en tenant compte de sa longueur d'atténuation.

-Passage des muons dans la cible et dans l'absorbeur.

-Passage des muons dans l'aimant grâce à des fonctions de déflection calculées avec la carte du champ magnétique.

-Simulation du prédéclenchement par les impacts dans le T1, T2,T3.

-Simulation du déclenchement par les impacts dans M1 M2, calcul du delta en fonction des damiers touchés, simulation de la matrice de masse par un calcul digitisé parfaitement identique à celui réalisé dans le processeur décrit au chapitre 1.

-Mise sur bande magnétique dans un format compatible avec celui de sortie du programme PATREC (§1 et 2 ci-dessus) afin que les événements simulation puissent être traités de manière identique aux data par le programme DST (§3 ci-dessus). (Notons que la non digitisation est ici corrigée par l'introduction d'erreurs sur les traces mêmes).

L'ajustement d'une distribution théorique de génération pourra donc être effectué connaissant le nombre d'événements observés dans une cellule multidimensionnelle $(x_1, x_2, p_T, \theta^*, \phi^*)$, et les nombres d'événements générés et acceptés dans cette même cellule.

II.5 ACCORD SIMULATION DONNEES

La rapidité avec laquelle vient d'être décrit le programme de simulation ne doit pas nous faire oublier quelques difficultés inhérentes à notre appareillage. Les principales questions qui se posent sont :

a- simulons-nous correctement la coupure en impulsion transverse verticale due aux chambres damiers ?

b- simulons-nous correctement la coupure due à la matrice de masse ?

c- jusqu'à quel point, contrôlons-nous l'efficacité relative des bandes damiers et des bandes de l'hodoscope T3?

Montrons combien ce dernier point est capital dans le cadre de l'analyse qui nous occupe.

La figure II.4 montre l'acceptance de notre appareillage en fonction de x_1 pour quatre tranches de x_2 (qui nous importerons particulièrement par la suite) tandis que la figure II.5 montre cette même acceptance si les 2 bandes centrales (haut et bas) des chambres damiers étaient absentes.
L'importance de ces bandes centrales est si évidente qu'apparaît clairement la nécessité de la connaissance de l'efficacité relative du déclenchement dans les différentes "bandes horizontales" de notre

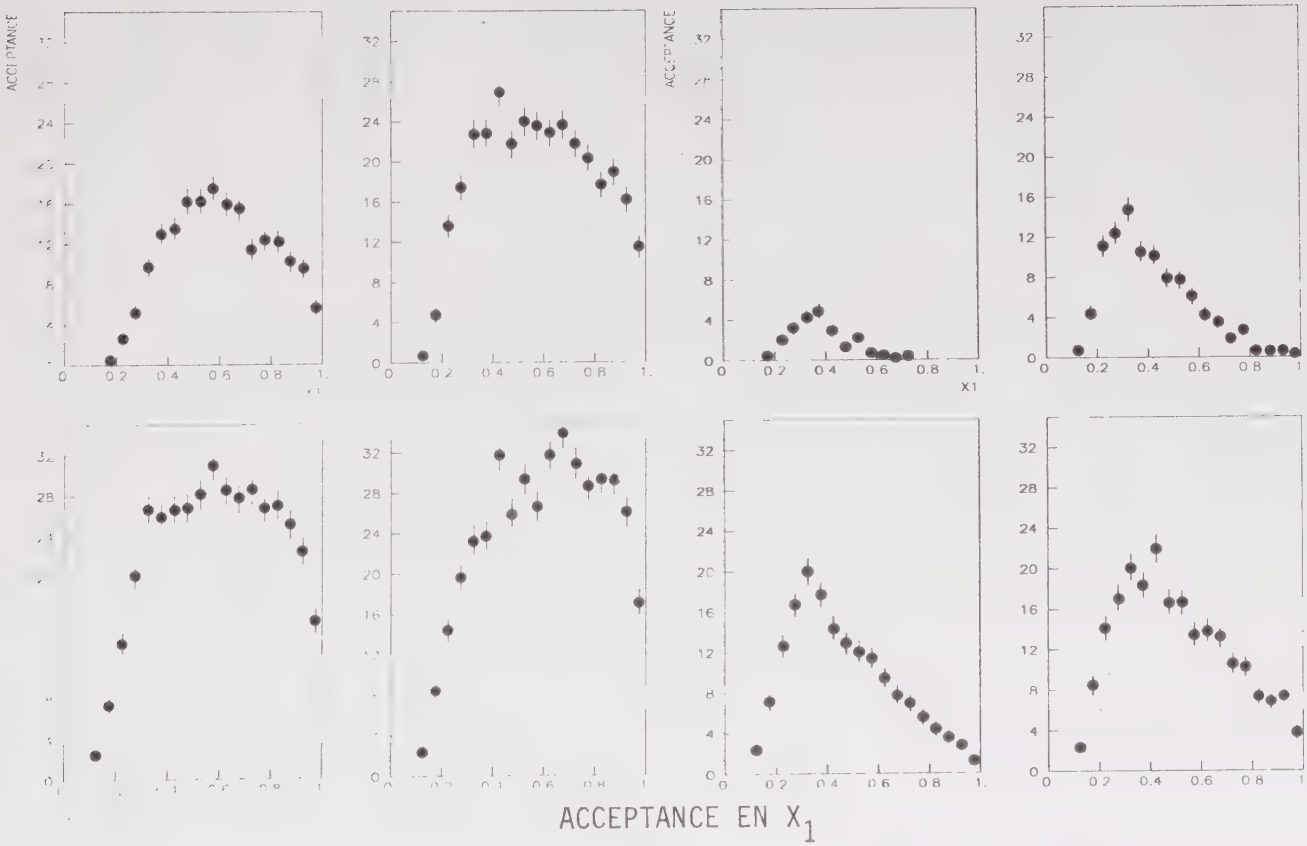


Figure II.4 Toutes bandes actives

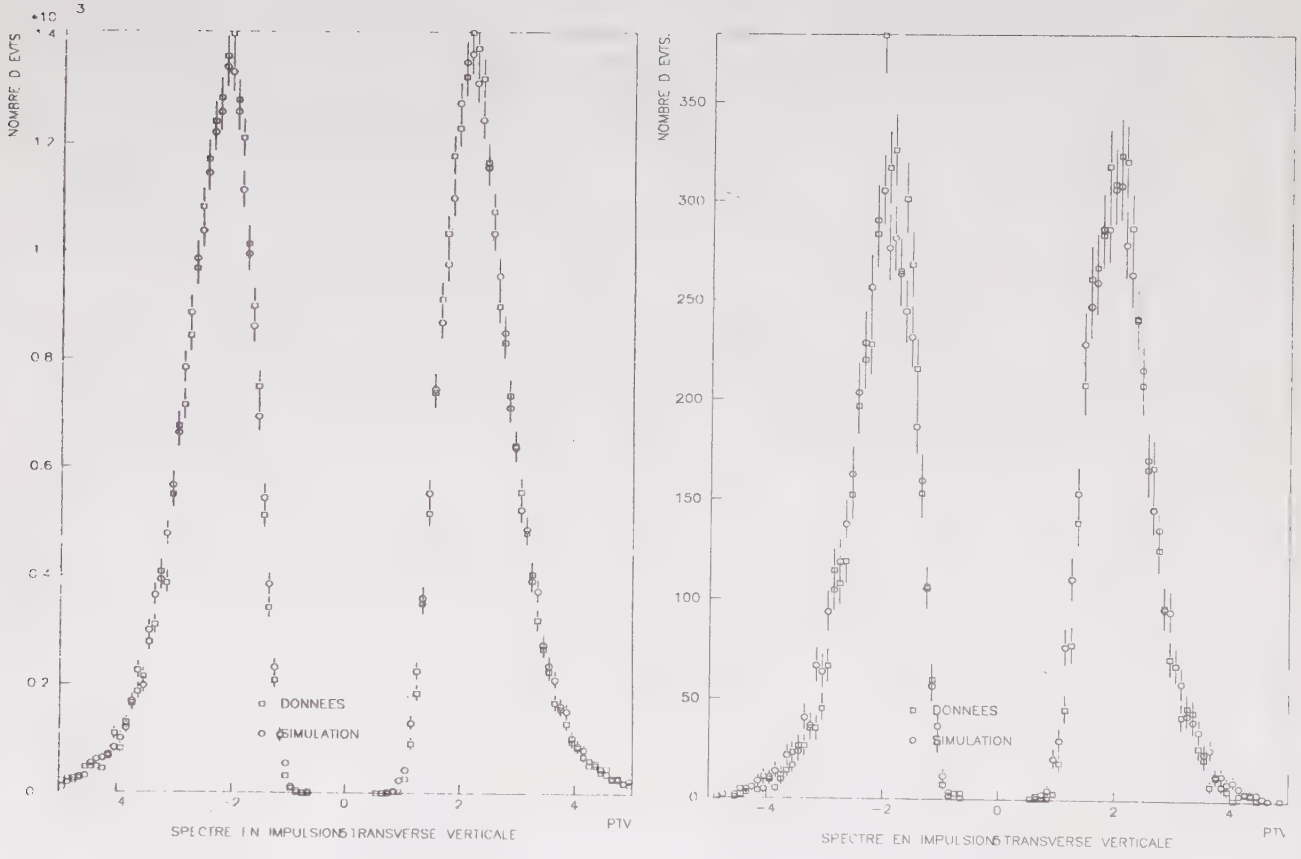
Figure II.5 Bandes centrales des chambres damiers inactives

appareillage.

d- avons-nous une façon simple de montrer la bonne marche de nos programmes (simulation et reconstruction) sur le plan de la mesure des impulsions ?

Reprenons chacun des points et tentons d'y répondre.

a- la réponse provient de la fig. II.6 où l'on peut voir le bon accord des spectres en impulsion transverse verticale de chacun des muons (data et simulation) notamment de la coupure très franche à 1 GeV/c et de la croissance de l'efficacité trigger jusqu'à 2 GeV/c. La figure a rassemble tous les événements tandis que la figure b se limite aux muons ayant traversés les bandes centrales.



a) tous évènements

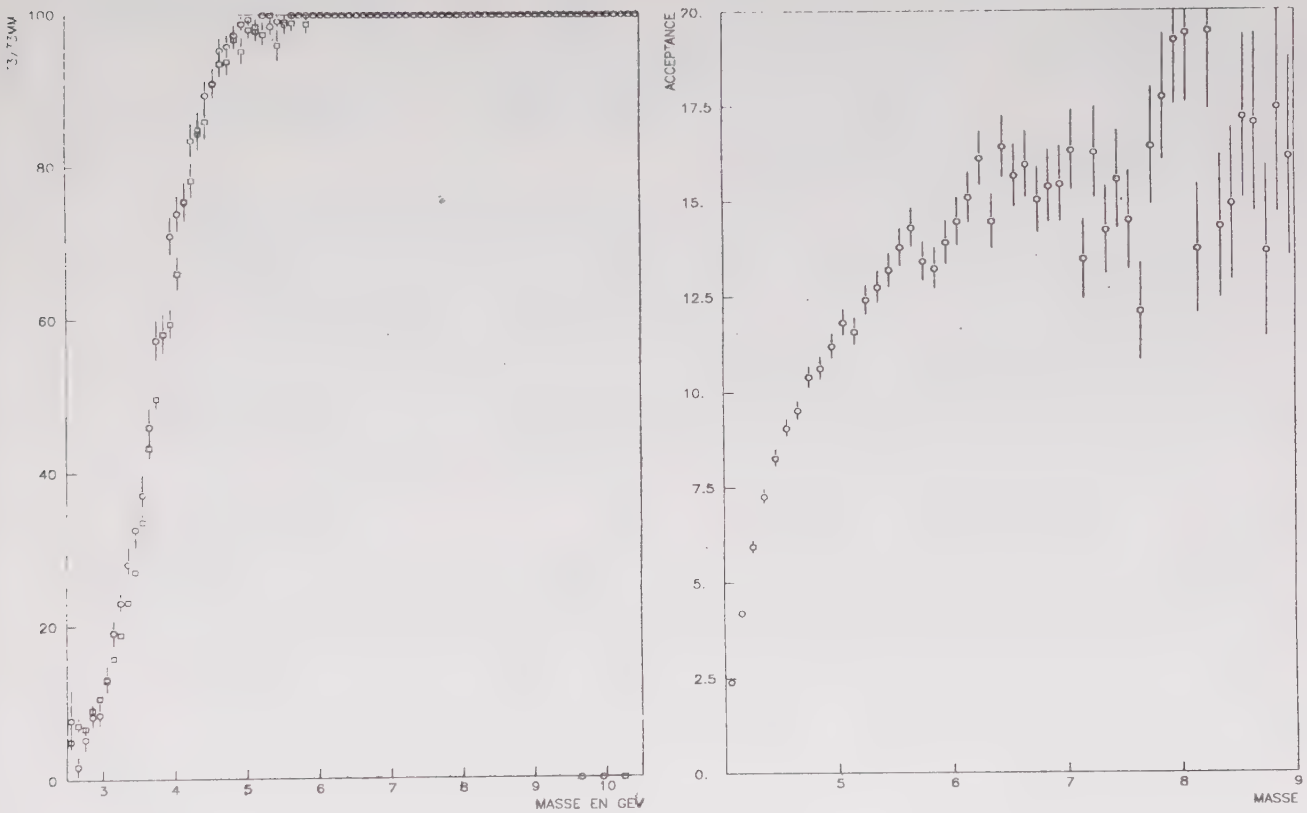
b) évènements sur bandes centrales

Figure II.6 Distributions des impulsions transverses verticales

b- La figure II.7a montre le rapport

$$\frac{\text{événements déclenchement matrice de masse}}{\text{événements déclenchement } P_{TV}}$$

suivant les deux systèmes de déclenchement à notre disposition (T3,T3 MM) décrits au chapitre précédent.



a b

Figure II.7 - (a) coupure due à la matrice de masse
(b) acceptance en masse (T3MM)

Les rapports observés dans les data et dans la simulation sont compatibles et montrent bien qu'aucun biais n'est à craindre du fait de l'utilisation de ce nouveau système, notamment pour les dimuons de

masse supérieure à 4.5 GeV qui nous intéressent dans notre analyse. La figure b représente l'acceptance en masse du déclenchement T3MM.

c- Nous avons mentionné que les causes d'inefficacité à craindre sont doubles :

▶ les bandes horizontales des chambres déclenchement M1 et M2.

▶ les bandes horizontales de l'hodoscope T3

Le souci concernant les chambres damiers peut être levé grâce aux événements à trois traces (13% du total). En effet dans ce lot d'événements, il existe une sous-catégorie d'événements où :

i) les trois traces ont les conditions requises pour procéder au déclenchement

ii) les trois traces interceptent des bandes de damiers non adjacents (pour se débarrasser des problèmes de flou).

Il suffit alors de regarder si le déclenchement s'est effectué sur les trois traces grâce à l'information transmise lors de la prise de données c'est à dire les numéros des bandes ayant été interceptées par des particules vérifiant les conditions de déclenchement.

Cette méthode de contrôle montre que l'inefficacité des chambres damiers est de 3% par trace, répartie uniformément dans le plan vertical. Notre déclenchement exigeant la présence de deux muons, nous aurons donc à prendre en compte une inefficacité de 6% lors de notre analyse. La figure II.8 montrant la carte de la projection des impacts des muons dans le plan yOz confirme la régularité de réponse des chambres damiers.

Le souci concernant l'hodoscope T3 ne peut pas être levé de la même manière car la restriction de notre sous-catégorie aux événements où la 3ème trace est un muon n'est pas assez peuplée.

Nous nous satisferons donc de deux informations à notre disposition :

● Les mesures d'efficacité effectuées en début de chaque période de prise de données grâce à un faisceau de muons par le

rapport :

$$\frac{T1 \cdot T2 \cdot T3}{T1}$$

Ces rapports sont d'environ 95%, indépendant des bandes considérées.

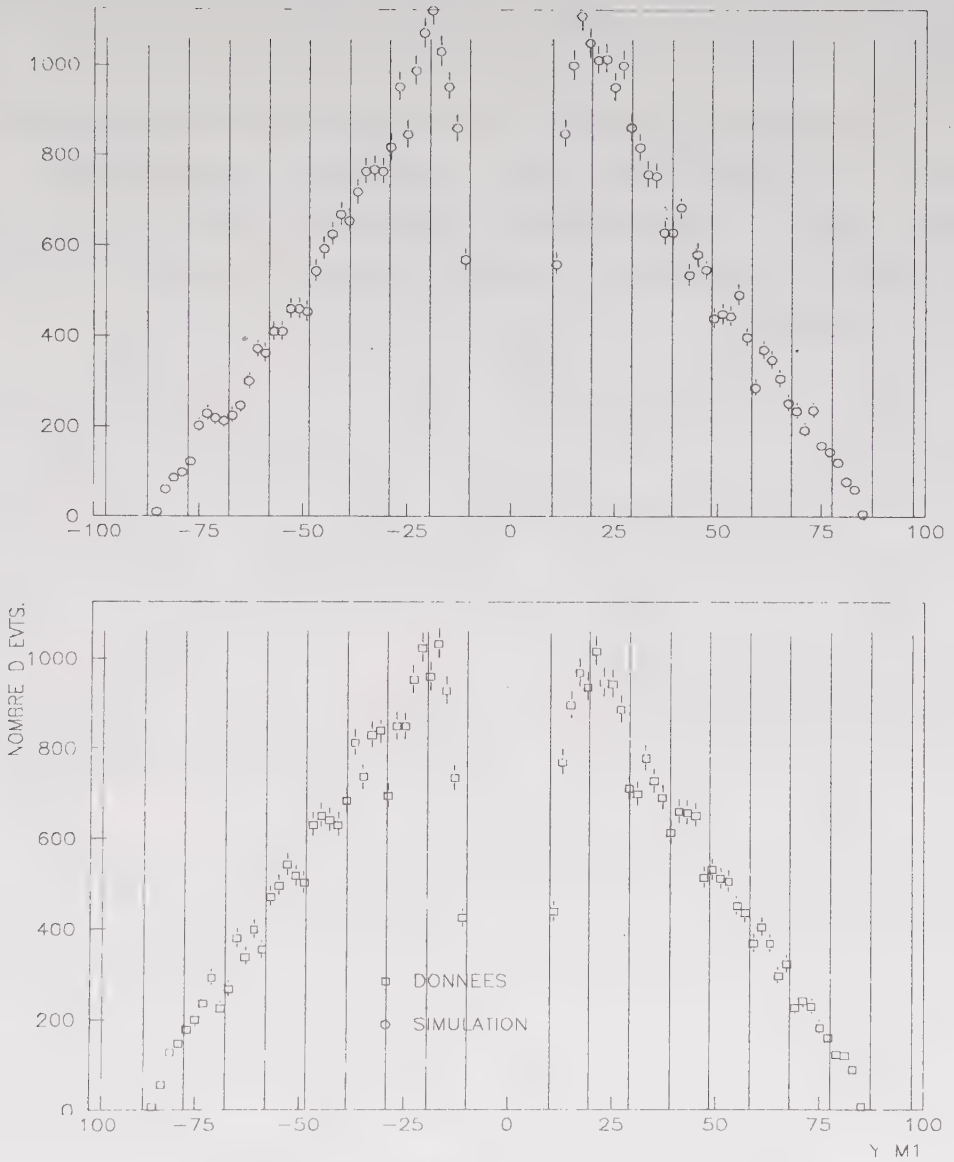


Figure II.8 Impacts des muons dans la M1

Malheureusement ces mesures ne sont qu'une borne supérieure de l'inefficacité car le faisceau de muons que nous savons réaliser est contaminé par des hadrons. Ceci nous a été appris lors

d'expériences précédentes, où un type de déclenchement moins restrictif fut utilisé, permettant une mesure "off line" de l'inefficacité basée sur l'identification des muons par la reconstruction d'une paire à la masse du psi.

● L'inefficacité globale du T3 tout en étant plus ou moins bien maîtrisée est donc inférieure à 10%. Intéressons nous maintenant aux inefficacités relatives bande à bande. La distribution des intersections des traces des muons au niveau de l'hodoscope nous renseigne avec assez de précision sur les inefficacités relatives.

La figure II.9 est une illustration de la précision avec laquelle l'examen de la carte des impacts des muons dans l'hodoscope T3 permet d'estimer les décrochements éventuels bande à bande. En a, nous avons simulé une inefficacité de 10% sur la bande 9 bas, 20% sur la bande 8 et 30% sur la bande 7.

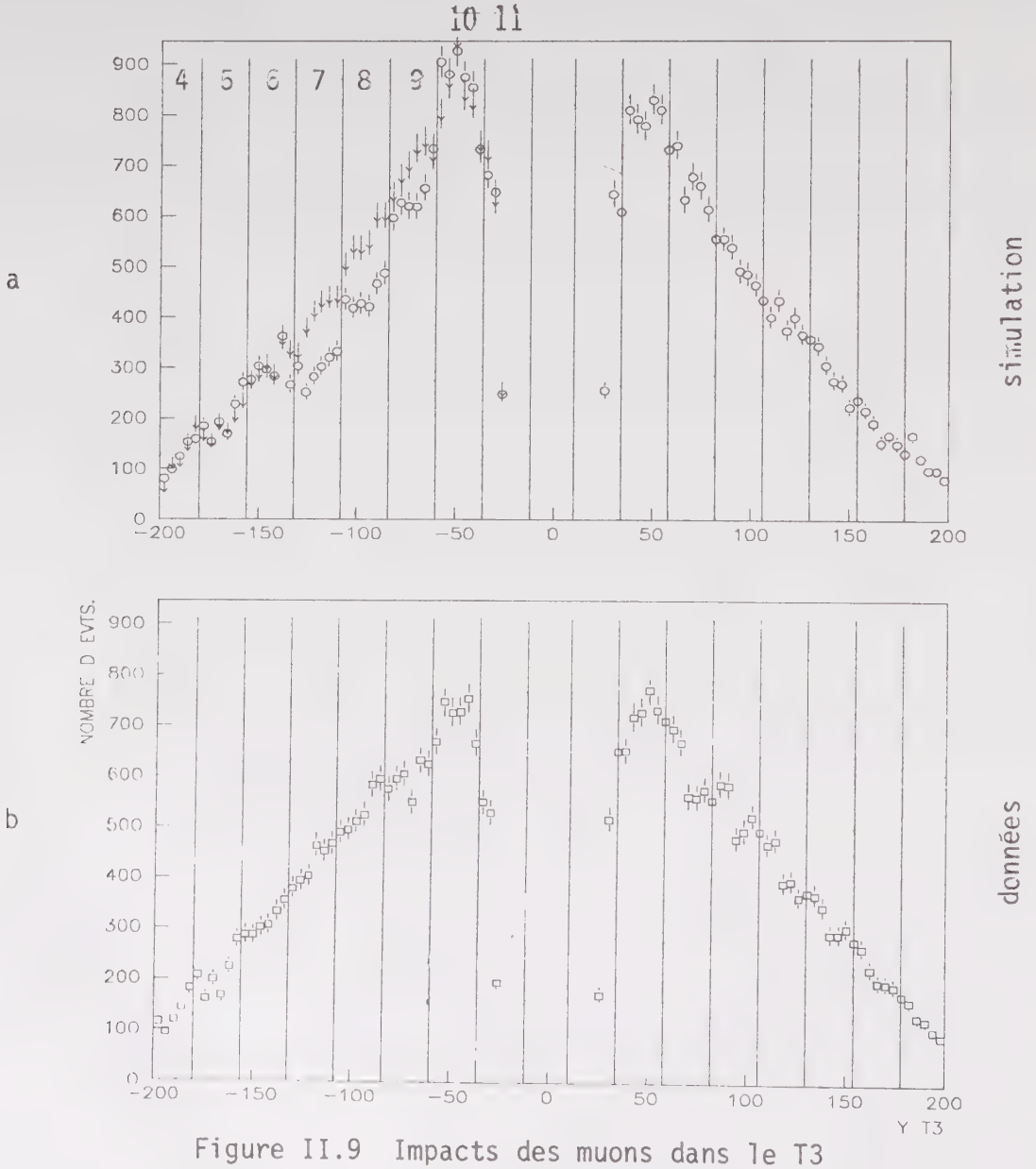


Figure II.9 Impacts des muons dans le T3

On peut observer qu'aucun décrochement similaire n'apparaît sur la figure b correspondant aux datas, et même qu'aucun décrochement correspondant à une inefficacité supérieure à 5% n'est possible.

d- Un critère bien souvent utilisé pour se rendre compte que tout va bien du côté de la mesure des impulsions est la bonne mesure de la masse du ψ. Toutefois au cours de cette expérience un problème de taille surgit : la masse du ψ se trouve au pied de la montée exponentielle de la courbe d'acceptance en masse. Ce faisant les ψ que notre appareillage accepte lors du déclenchement ont des muons de désintégration qui ont préférentiellement fait de la diffusion multiple avec déplacement angulaire vers le haut pour le muon du haut et vers le bas pour le muon du bas. Ces muons acquièrent ainsi une impulsion transverse verticale après l'absorbeur plus grande qu'à leur production. L'angle d'ouverture moyen des muons de désintégration des ψ vus est donc supérieur à celui des ψ créés, ce qui implique que la masse reconstruite est supérieure à la masse réelle. Cet effet est bien compris et correctement simulé. Les figures II 10 et II 11 en portent témoignage, la figure II 10 ayant trait au déclenchement T3, la figure II 11 au déclenchement T3MM.

Une méthode pour pallier à cet inconvénient est de sélectionner les événements dont

-l'impulsion transverse verticale (de la paire de muons) est inférieure à 0.2 GeV, afin que l'impulsion verticale des muons provenant de la désintégration ne soit pas réduite par le P_{TV} global de la paire.

-la valeur absolue du cosinus de l'angle de désintégration dans le centre de masse du dimuon est inférieure à .5 afin de ne prendre que des dimuons "presque" symétriques.

-l'angle azimuthal ϕ dans le laboratoire est tel que $|\text{tg}\,\phi| < .3$ afin d'éliminer les événements dont l'impulsion transverse soit par trop différente de l'impulsion transverse

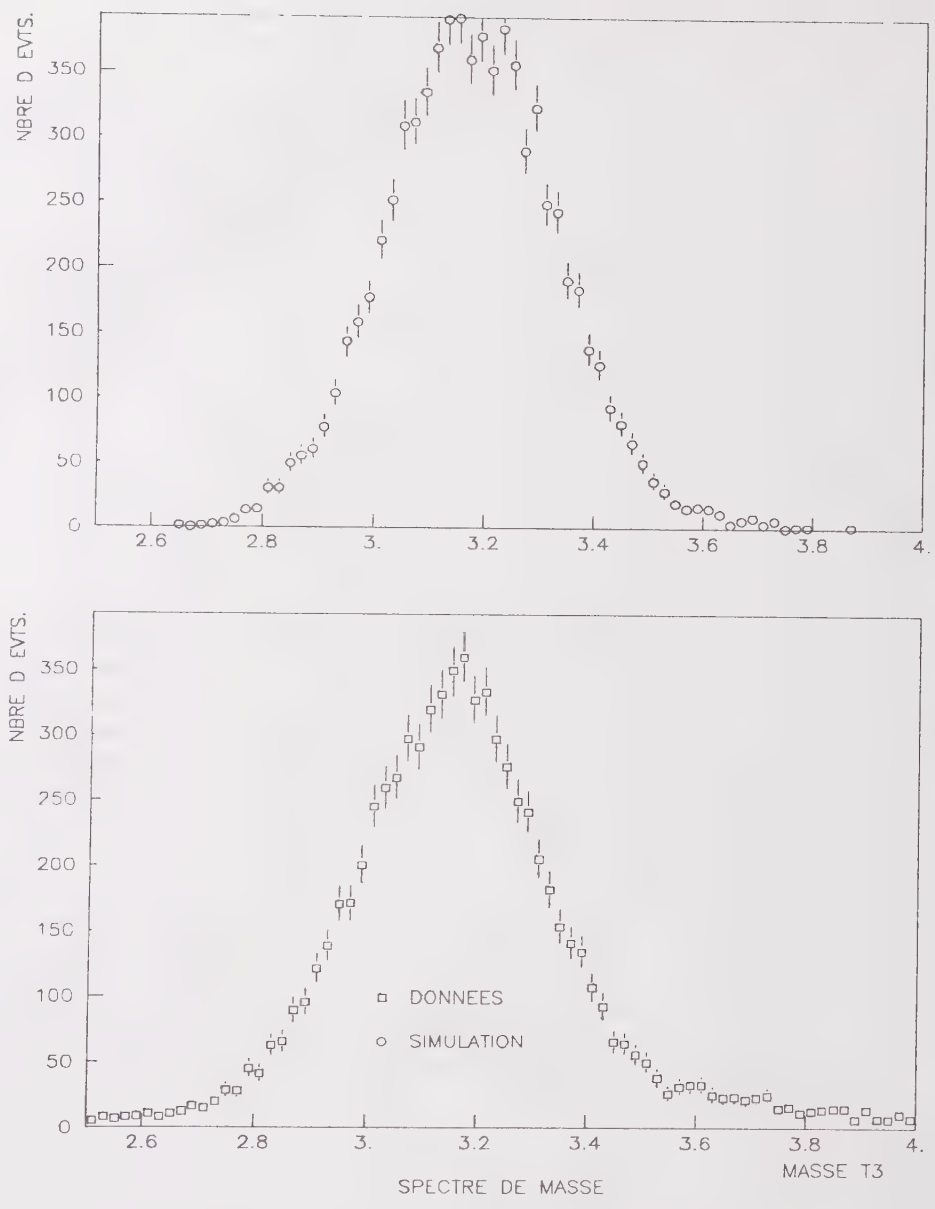


Figure II.10 Déclenchement T3

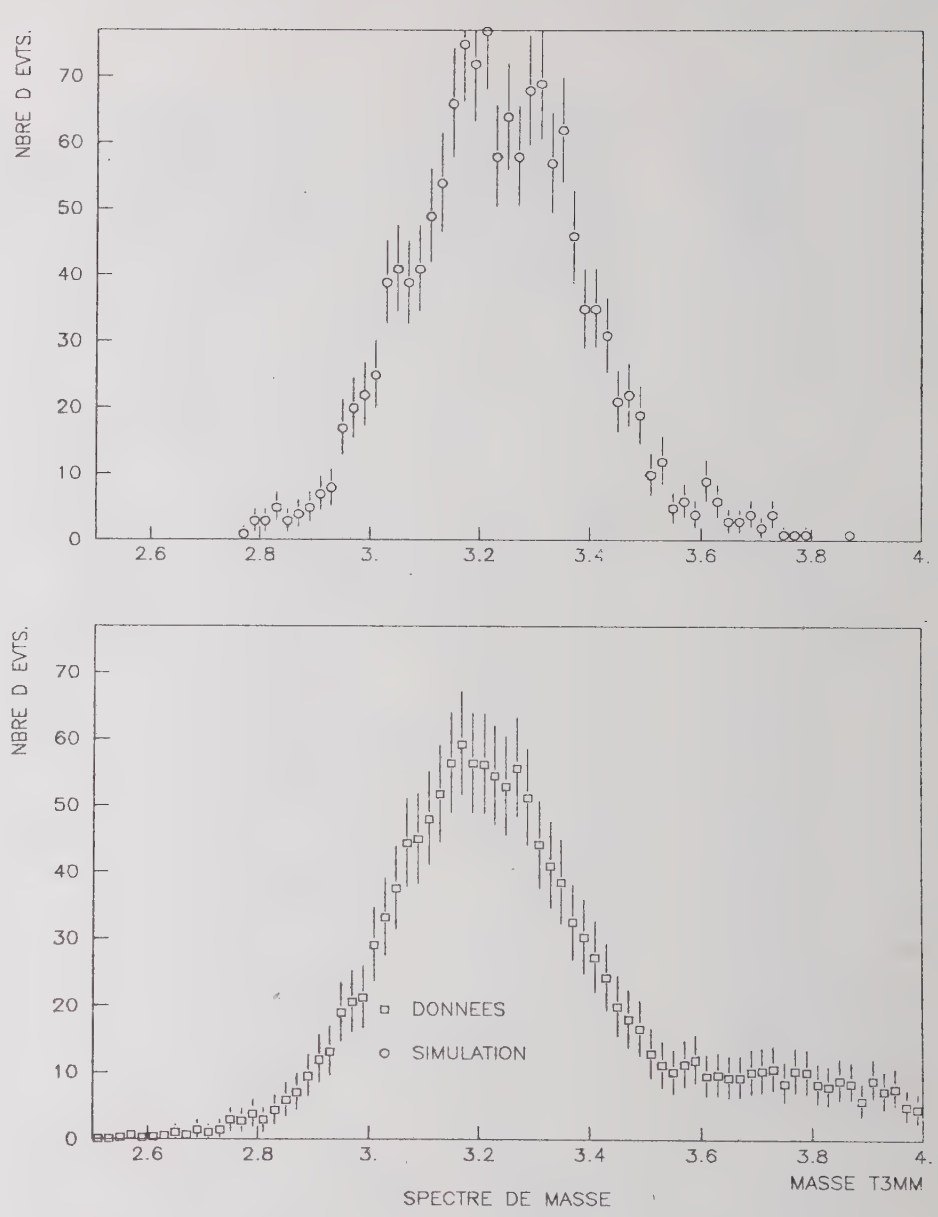


Figure II.11 Déclenchement T3MM

L'épaulement aux masses > 3.5 GeV est dû aux Ψ^*+continuum non simulés

verticale.

Ayant effectué cette sélection on voit que tout Ψ appartenant à ce lot n'est plus biaisé par le déclenchement et que la masse reconstruite doit alors être égale à la masse du ψ.

Le spectre de masse obtenu conformément aux coupures ci-dessus est montré en fig. II.12. Le pic à la juste masse du ψ est un des signes de la bonne reconstruction de nos événements.

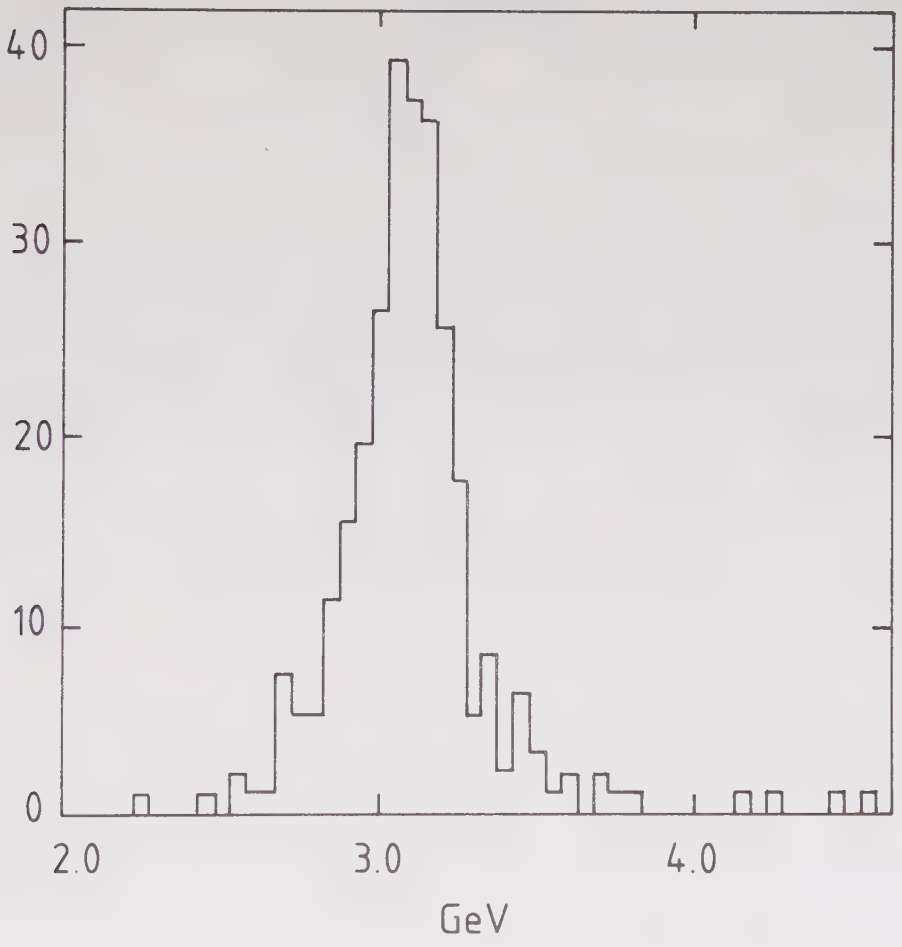


Figure II.12 Masse du Ψ - événements non biaisés

CONCLUSION

Au cours de ce chapitre nous avons exposé les méthodes utilisées pour la reconstruction de nos événements. Nous avons montré une partie des tests réalisés pour nous permettre d'affirmer notre bonne compréhension de l'appareillage et la validité de nos données.

Avant de passer à la présentation des résultats, nous exposerons dans le prochain chapitre le cadre théorique nécessaire à l'interprétation de nos données.

CHAPITRE III

REVUE MIXTE

Au cours de l'introduction nous avons rapidement exposé les motivations de cette expérience. Le présent chapitre sera consacré à une présentation du cadre "théorique" dans lequel se place l'analyse de nos résultats. Nous ouvrirons ce chapitre par quelques rappels sur les fonctions de structure. Disons dès maintenant qu'il s'agit là de la donnée essentielle de notre analyse du facteur K défini par

$$\frac{\sigma_{\text{expérimental}}}{\sigma_{\text{Drell Yan}}} \quad h+A \quad \mu^+\mu^- + \ldots$$

où $\sigma_{\text{Drell Yan}}$ est estimé à partir des fonctions de structure des nucléons projectile et cible extraites dans un autre processus (Diffusion inélastique de leptons).
Nous mêlerons à notre exposé les résultats expérimentaux obtenus dans la diffusion inélastique de leptons en rapport avec notre propos.

Traçons le schéma directeur de ce chapitre

§1 Utilisant les formules habituelles de la diffusion électromagnétique et faible (§1A, 1B) nous rappelons (§1C, 1D) la signification

acquise par les fonctions de structure dans le cadre du modèle des quarks. Dans le paragraphe 1E, nous établissons quelques formules utiles lors de la diffusion sur cible isoscalaire qui nous permettrons d'extraire les distributions de quarks (u d mer) indispensables "entrées" aux prédictions du modèle de Drell Yan. Nous verrons ultérieurement que ce qui semblait limpide et fort commun (xF_3 = valence par exemple) perd de son évidence lorsque l'on s'écarte d'un modèle simpliste ne considérant que les quarks libres.

§2 Après un bref rappel du modèle de Drell Yan nous nous attachons au problème qui survient (même en supposant les quarks libres) lorsque l'on veut passer de la DIL au Drell Yan à savoir la séparation des contributions des distributions des quarks u et d de la valence et de la mer.

§3 La belle simplicité évoquée dans les §1 et §2 commence à être masquée : les fonctions de structure ne dépendent pas seulement de x mais également de Q^2.
Heureusement la chromodynamique quantique (CDQ) a été inventée... et explique très bien cet effet, soit par l'émission de gluons par des quarks de l'état initial (§3A), soit par l'existence de quarks créés à partir des gluons (§3B).
Dans le §3C nous parlerons de la méthode choisie pour tenir compte des violations de l'invariance d'échelle dans la suite de cet ouvrage, à savoir l'inversion des moments, tant pour la valence que pour la mer.

§4 Nous avons vu au paragraphe précédent que la chromodynamique quantique, acceptée comme théorie valable pour la description des interactions fortes, prévoit des effets de violation d'invariance d'échelle en accord avec les mesures expérimentales. Elle prévoit aussi des déviations au modèle de Drell Yan. Quelles sont elles ?
Après un bref exposé de la méthode utilisée (Réf III 22) pour calculer les corrections du 1er ordre perturbatif (en ayant bien soin d'éviter les doubles comptages entre les corrections DIL et DY) nous

présentons au §4A la contribution des graphes d'annihilation et au §4B la contribution des graphes compton.

§5 Nous avons vu (§4) que le modèle de Drell Yan s'était un peu compliqué par l'introduction des corrections de la CDQ. Cette complication n'est pas inhérente au Drell Yan mais est partagée par la DIL. Elle ne se limite pas à la dépendance en Q_2 des fonctions de structure. Les résultats admis habituellement ($F_2 = 2\,xF_1$; xF_3 = valence) ne sont plus exacts. Que faire ?

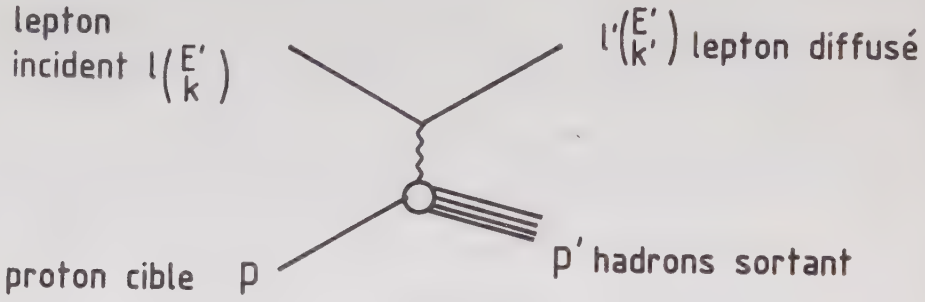
§6 Jusqu'à présent nous nous sommes contentés du 1er ordre de la théorie des perturbations. Qu'advient-il aux ordres supérieurs?La complexité croissante des problèmes fait que certains restent -au moins pour le rédacteur- sans solution.

I. LES FONCTIONS DE STRUCTURE EN DIFFUSION INELASTIQUE

Nous n'écrirons pas la section efficace sous la forme bien connue de la contraction du tenseur leptonique $L_{\mu\nu}$ avec un tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$ fort général mais rappellerons simplement le résultat, transcrit en fonction des variables x et y.

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

$$y = \frac{\nu}{E} = \frac{qp}{M} = \frac{E - E'}{E}$$



1A) Diffusion électromagnétique

$$\text{III.1} \qquad \frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} 2ME \left[F_1(x,Q^2) \frac{y^2}{2} 2x + F_2(x,Q^2) \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) \right]$$

1B) Diffusion faible

$$\text{III.2} \qquad \frac{d^2\sigma^{\nu_{\bar{\nu}}}}{dxdy} = \frac{G^2}{\pi} ME \left[F_1(x,Q^2) \frac{y^2}{2} 2x + F_2(x,Q^2) \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) \pm F_3(x,Q^2)\, y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x \right]$$

Ces formules sont parfaitement générales dans le cadre d'un modèle où l'interaction s'effectue grâce à l'échange d'une particule (on a bien sûr utilisé les propriétés d'invariance de l'interaction électromagnétique (ou faible) pour réduire à 2 (à3) les fonctions de structure nécessaires à la description du processus.

Reprenons l'expression de ces mêmes sections efficaces mais plaçons nous maintenant dans le cadre du modèle des quarks. Qu'attendons nous des diffusions électromagnétique et faible?

1C. Diffusion électromagnétique

La diffusion d'un muon sur un quark de masse m s'écrit

$$\text{III.3} \qquad \frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{\alpha^2 q_i^2}{Q^4} \frac{1}{1 + \frac{2E}{m}\sin^2(\theta/2)} \left[\cos^2(\theta/2) - \frac{q^2}{2m^2}\sin^2(\theta/2) \right]$$

dans le laboratoire (cf Réf III.1, page 115)
(q_i = charge quark/charge électron).

$$\text{III.4} \qquad \frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{\alpha^2 q_i^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \left[\cos^2(\theta/2) + \frac{Q^2}{2m^2}\sin^2(\theta/2) \right]$$

($Q^2 = -q^2$, $q^2 < 0$)

On transforme cette expression en exprimant θ en fonction de y grâce à

$$\sin^2(\theta/2) = \frac{Q^2}{4E^2(1 - y)}$$

obtenu en écrivant

$$q^2 = (l - l')^2 \sim - 2EE' (1 - \cos\theta)$$

$$\sin^2(\theta/2) = \frac{Q^2}{4EE'} = \frac{Q^2}{4E^2(1 - y)}$$

Débarrassons nous de la masse des partons en remarquant que

$$\frac{m}{2E} = \frac{p^2}{2lp}$$

expression invariante que l'on peut calculer dans le repère de Breit:

$$\frac{x^2p^2}{2x\ Pl} = \frac{xM}{2E}$$

d'où

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2dx} = \frac{\alpha^2 q_i^2}{Q^4} \left[1 - y - \frac{Mxy}{2E} + \frac{y^2}{2} \right] \left[q_i(x) + \bar{q}_i(x) \right]$$

en q(x) est la probabilité d'observer le quark avec la fraction d'impulsion x de l'impulsion totale du hadron

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = 2MEx \frac{d^2\sigma}{dQ^2dy}$$

La comparaison avec III.1 conduit à

$$2F_1 = q_i^2 \ (\ q(x) + \bar{q}(x) \ )$$

$$F_2 = xq_i^2 \ (\ q(x) + \bar{q}(x) \ )$$

et l'on retrouve au passage la relation de Callan Gross (Ref III.2)

$$F_2 = 2x\ F_1$$

liée au spin 1/2 des quarks qui conditionne l'écriture de la section efficace III.3.

Passons à la diffusion de neutrinos par un hadron constitué de quarks libres.

1D. Diffusion faible

La diffusion d'un neutrino (-) sur un constituant élémentaire s'écrit

III 4 $$\frac{d\sigma^{\nu}}{d\Omega} \propto G^2 \, s$$

III 5 $$\frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{d\Omega} \propto G^2 \, s \, (\frac{1 + \cos\theta^*}{2})$$

Une manipulation identique à celle que nous avons faite pour III 3 conduit à :

III 6a $$\frac{d^2\sigma^{\nu}}{dxdy} \propto G^2 \, ME \, x \left[q(x) + (1 - y)^2 \, \bar{q}(x) \right]$$

III 6b $$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dxdy} \propto G^2 \, ME \, x \left[(1 - y)^2 \, q(x) + \bar{q}(x) \right]$$

III 6c $$\frac{d^2\sigma^{\nu\bar{\nu}}}{dxdy} \propto G^2 \, ME \, x \, [q(x) + \bar{q}(x)](1 - y + \frac{y^2}{2}) \pm [q(x) - \bar{q}(x)](y - \frac{y^2}{2})$$

La comparaison avec III 2 entraîne (en négligant $\frac{M}{E}$)

$$F_2 = 2xF_1 = x(q(x) + \bar{q}(x))$$

$$xF_3 = x(q(x) - \bar{q}(x))$$

1E. Diffusion faible sur cible isoscalaire

Regardons d'un peu plus près en imposant qu'un proton soit constitué de quarks u et d de valence, de quarks u, d, s de mer et de gluons (qui ne nous importent d'ailleurs pas ici).

Etablissons quelques formules qui nous seront utiles pour comprendre ce qui se passe lorsque la diffusion est effectuée non sur un hadron mais sur une cible isoscalaire (Z = A/2).

Par extension appelons u et d les distributions u(x) et d(x) des quarks u et d dans le proton.

Pour un neutron la distribution des quarks d de valence est égale à $u(x)_{valence}$ et celle des quarks u à d(x) (par symétrie d'isospin).

$$\int \frac{u(x)_{val}}{x} = 2 \qquad ; \qquad \int \frac{d(x)_{val}}{x} = 1$$

$u = u(x)_{val} + u(x)_{mer}$; même chose pour d

Définissons quelques symboles

$\overset{(-)}{\nu}$ = (anti)neutrino ; p = proton ; n = neutron

u, d, s = (anti)quark u, d, s

N = noyau isoscalaire

Utilisant III 6a et b nous savons que

$$\sigma_{\nu p} \propto d + s + \bar{u}(1 - y)^2 \qquad \text{pas de u:} W^+ \text{échangé}$$
$$\sigma_{\nu n} \propto u + s + \bar{d}(1 - y)^2 \qquad \text{u=quarks d pour le neutron}$$
$$\sigma_{\bar{\nu} p} \propto \bar{d} + \bar{s} + u(1 - y)^2$$
$$\sigma_{\bar{\nu} n} \propto \bar{u} + \bar{s} + d(1 - y)^2$$

$$\sigma_{\nu N} \propto u + d + 2s + (\bar{u} + \bar{d})(1 - y)^2$$
$$\sigma_{\bar{\nu} N} \propto \bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s} + (u + d)(1 - y)^2$$

$$F_2^{\nu} + xF_3^{\nu} = u + d + 2s$$
$$F_2^{\nu} - xF_3^{\nu} = \bar{u} + \bar{d}$$

$$F_2^{\bar{\nu}} - xF_3^{\bar{\nu}} = \bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s}$$
$$F_2^{\bar{\nu}} + xF_3^{\bar{\nu}} = u + d$$

$$F_2^{\nu} = u + d + 2s + \bar{u} + \bar{d}$$
$$F_2^{\bar{\nu}} = \bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s} + u + d$$

$$xF_3^{\nu} = u + d + 2s - (\bar{u} + \bar{d})$$
$$xF_3^{\bar{\nu}} = u + d - (\bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s})$$

Si l'on en reste là aucune fonction de structure n'est égale à la valence. Mais les résultats présentés en DIν concernent les moyennes neutrino/antineutrino :

$$F_2 = \frac{1}{2}(F_2^{\nu} + F_2^{\bar{\nu}}) = F_2^{\nu} = F_2^{\bar{\nu}} = u_{val} + d_{val} + (u + d + s + \bar{u} + \bar{d} + \bar{s})_{mer}$$

$$xF_3 = \frac{1}{2}(xF_3^{\nu} + xF_3^{\bar{\nu}}) = (u + d)_{val}$$

La valence est donc déterminée sans ambiguité. La méthode d'extraction de la mer (utilisée dans le réf III 6) consiste à utiliser les données collectées en antineutrino en ne retenant que les événements à grand y pour minimiser la contribution de la valence. La mer ainsi mesurée se trouve être u + d + 2s. Un facteur multiplicatif de 5/3 doit être appliqué pour obtenir la mer totale $(u + d + s)_{mer} + (\bar{u} + \bar{d} + \bar{s})_{mer}$.

Rappelons quelques règles de somme

III.7 $\int dx(F_2^{\bar{\nu}p} - F_2^{\nu p}) = 2$ Adler Ref III.16

III.8 $\int dx(.5(F_3^{\bar{\nu}p} + F_3^{\nu p})) = 3$ Gross Llewellyn-Smith Ref III.17

III.9 $\int dx\ x(F_1^{\bar{\nu}p} - F_1^{\nu p}) = 1$ Bjorken Ref III.18

III.10 $F_2 = 2xF_1$ Callan-Gross Ref III.2

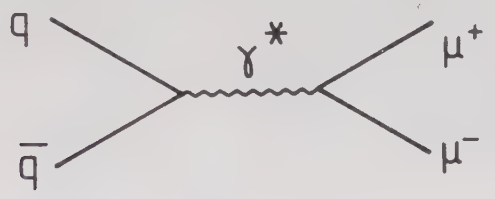
Les règles III 8 et III 10 étaient particulièrement utiles ; (III 8) nous confortait sur le fait que xF_3 = valence ;(III 10) permettait d'extraire F_2 des datas sans souci à propos du rapport $R = \sigma_\ell/\sigma_T$ dans la mesure où l'on négligeait dans IV 2 le terme proportionnel à M/E.

En conclusion dans le cadre d'un modèle de quarks libres la diffusion inélastique de leptons conduit l'identité des fonctions de structure F_2, $2x\ F_1$ avec la somme des distributions de quarks et d'antiquarks tandis que leur différence (soit la valence) est égale à xF_3.

---

2. LE MODELE DRELL YAN

Avec ce modèle (Réf III 20) la prédiction de la section efficace pour la production de paires de muons lors de collisions hadron-hadron ne pose pas de problème : elles sont produites par une annihilation d'une paire quark-antiquark.



C'est la simple transcription de la formule purement électrodynamique quantique de l'annihilation $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$

III 11
$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}} \quad \frac{1}{3} \sum_{i \text{ quarks}} \frac{q_i^2}{9} \left[q_i(x)\bar{q}_i(x) + (1 - 2) \right]$$

$\frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}}$: $QED_{e^+e^- \to \mu^+\mu^-}$

$\frac{1}{3}$: couleur

$\frac{q_i^2}{9}$: charge en e/3

avec $\hat{s} = x_1 x_2 s$, carré de l'énergie dans le centre de masse quark-antiquark.

On peut alors directement comparer la validité de cette expression en utilisant les mesures effectuées dans la diffusion inélastique de leptons (DIL) des fonctions $q(x)$ et $\bar{q}(x)$.

Soulignons que l'on a besoin de connaître la distribution des quarks u et des quarks d séparément (voir formule III 11).

Pour ce faire nous nous servirons des intuitions théoriques de MM Field et Feynman (Réf III 3a,b) puisque confirmées expérimentalement par la diffusion inélastique de leptons (e et ν).

$$\frac{d}{u} = 0.57\ (1 - x)$$

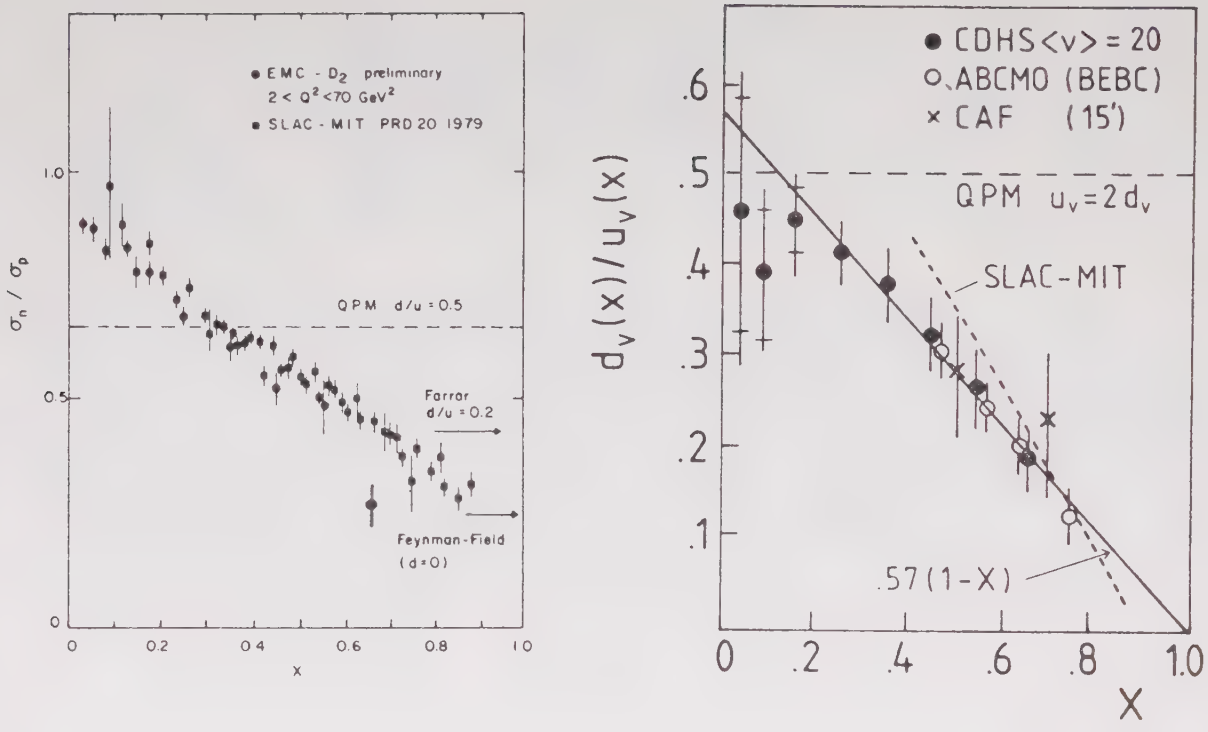


Fig III.1 Comparaison u et d valence (Réf III 4)

Deux solutions s'offrent à nous, qui ont été vérifiées équivalentes :

★ III 12 $M^n_{u\ val} + M^n_{d\ val} = M^n F_{NS}$ pour n = 2, 3, ...k

où : M^n est le moment d'ordre n de la fonction considérée

k est le nombre de paramètres plus 1 de la paramétrisation choisie.

★ III.13 $$(1 + .57(1 - x))u_{val} = F_3$$

Nous avons également besoin de séparer les contributions u et d de la mer.
Cette fois nous ne suivrons pas le préjugé théorique (Réf III 3) $\bar{u} = (1-x)^3 \bar{d}$ quoiqu'il semblât à un moment être confirmé expérimentalement (Réf III 5) car il est possible que quelques failles d'analyse entachent quelque peu la crédibilité du résultat (voir Réf III.4).

A l'heure où nous mettons sous presse nous n'avons à notre connaissance que les résultats suivants :

Expérience	$(\bar{u} + \bar{s})/(\bar{d} + \bar{s})$
BEBC D_2	$0.62 \pm .19$
CDHS H_2, Fe	$1.30 \pm .30$

(cité dans Ref III 4)
qui ne donnent pas de contre-indication violente à l'utilisation de $\bar{u} = \bar{d}$.

Voilà terminée la présentation du modèle de Drell Yan naïf. Disons de suite que ce modèle a non seulement le mérite de la simplicité mais aussi celui d'une relative exactitude : les fonctions de structures expérimentales extraites en DY ne sont pas très différentes de celles extraites en DIL. Nous y reviendrons lors de la présentation des résultats.

3. LES VIOLATIONS DE SCALING

Afin de tester le modèle DY (§2) nous nous penchons donc sur les mesures des fonctions de structure extraites dans la DIL (ν). Voici les résultats pris dans la réf III.6.

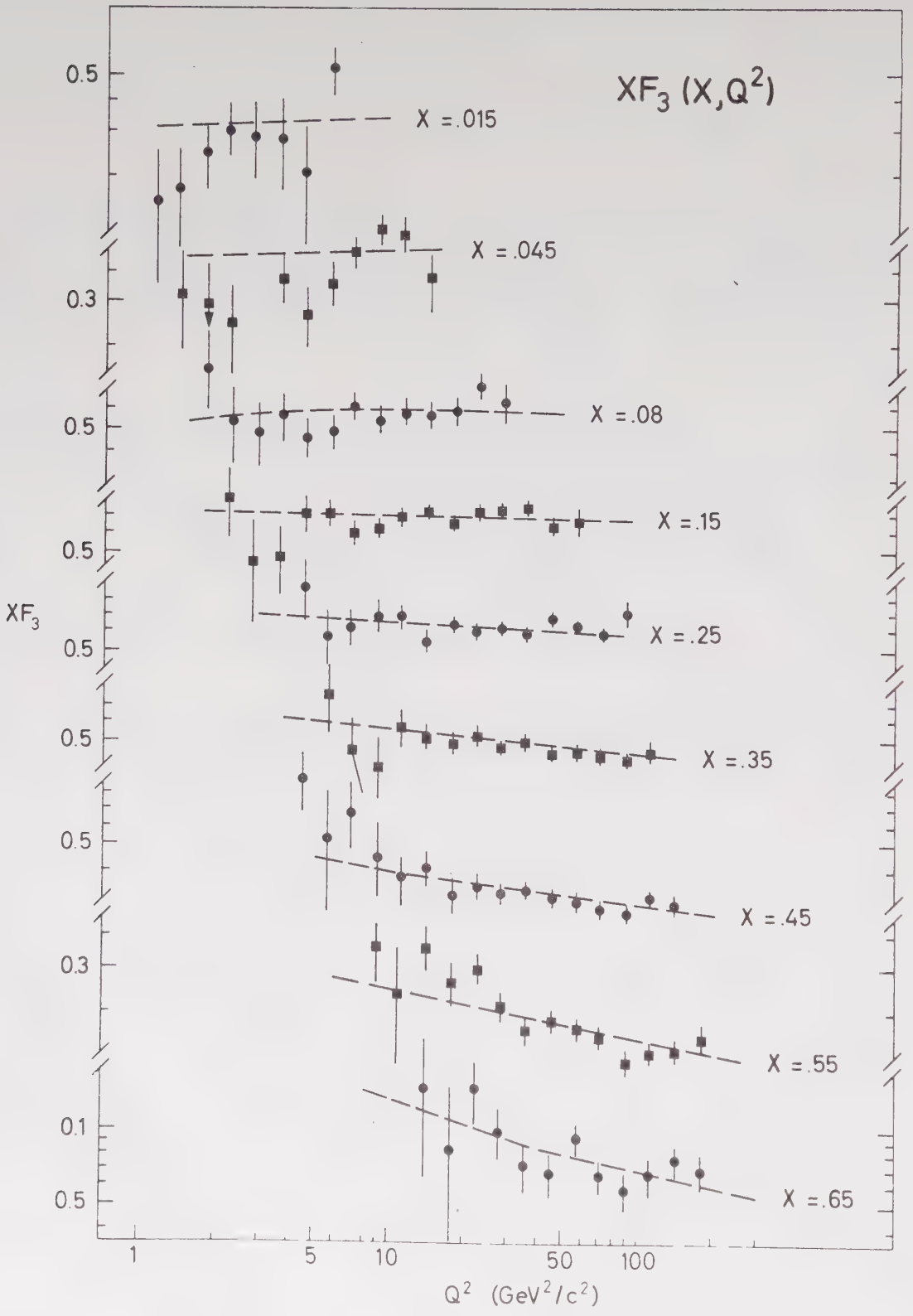
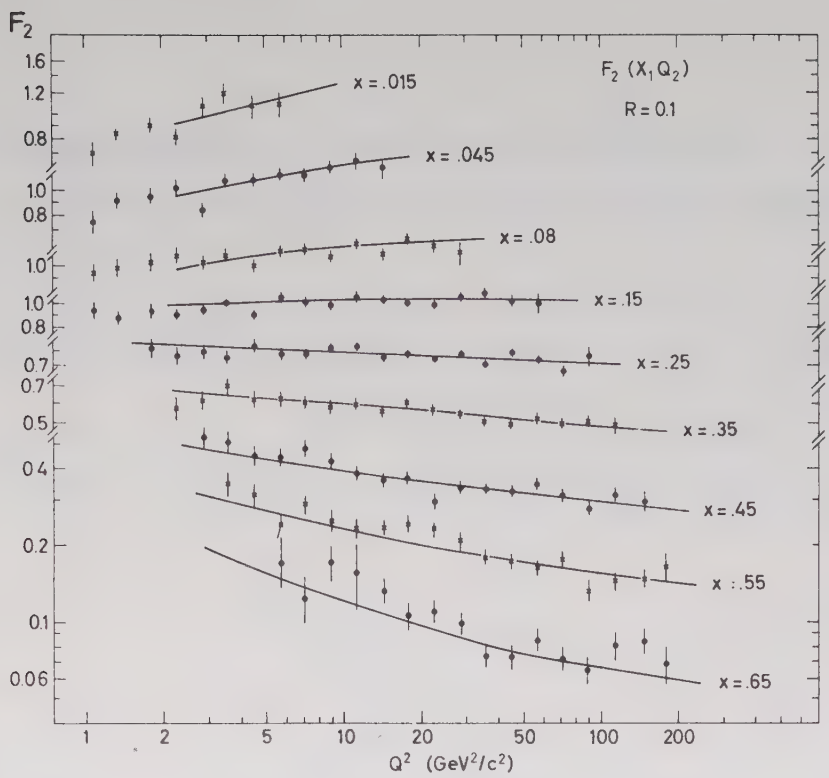


Figure III.2 xF_3 neutrinos



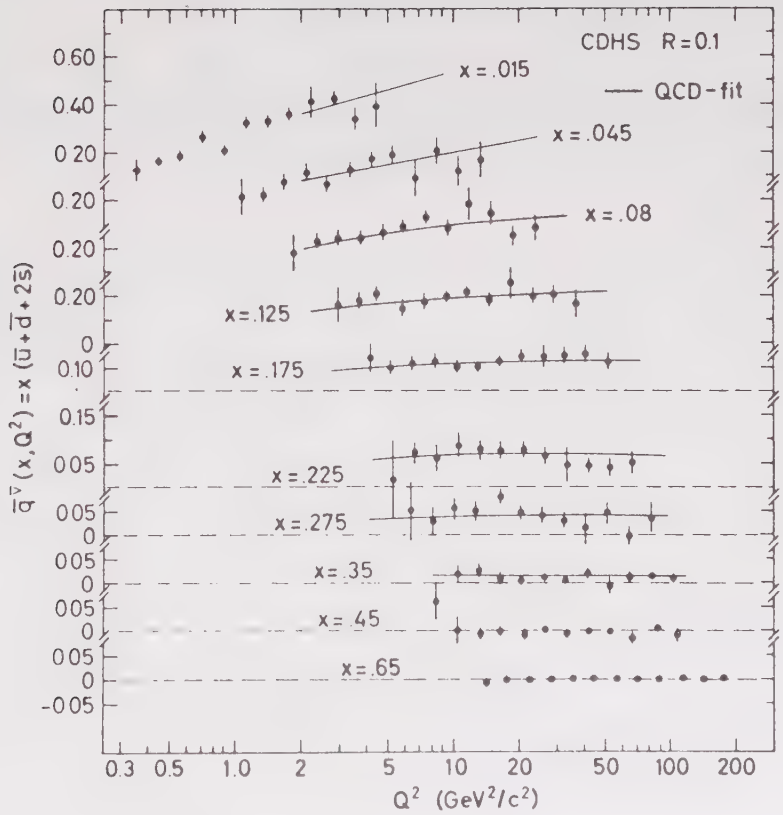


Figure III.3 F_2 et mer neutrinos

Un problème surgit : les fonctions de structure que nous supposions ne dépendre que de x dépendent aussi de Q^2.

Une explication est fournie par la théorie actuellement acceptée des interactions fortes, la chromodynamique quantique dont chacun sait que le lagrangien s'écrivant

$$L = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{a\mu\nu} + i \bar{\psi}_j \gamma_\mu D^\mu_{jk} \psi_k - \bar{\psi}_j M_{jk} \psi_k$$

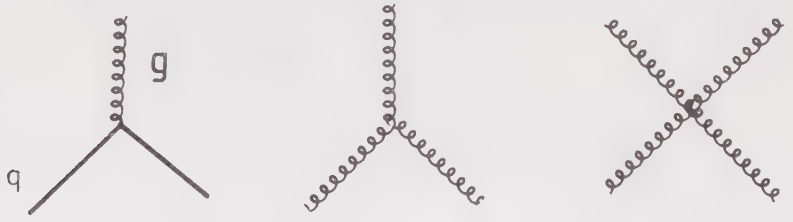
$$F_a^{\mu\nu} = \partial^\mu A_a^\nu - \partial^\nu A^\mu + g f_{abc} A_b^\mu A_c^\nu$$

f_{abc} tels que $[T_a \ T_b] = i f_{abc} T_c$

T_a matrices SU3

$$D^\mu_{jk} = \delta_{jk} \partial^\mu - ig (T_a)_{jk} A_a^\psi$$

permet des couplages gluons/quarks et gluons/gluons représentés sous la forme de diagrammes de Feynman par :

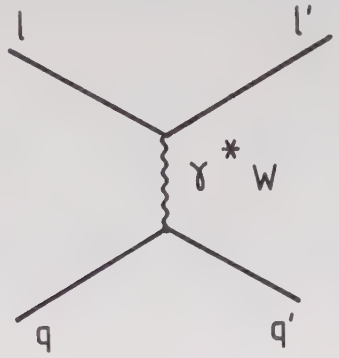


Nous renvoyons pour plus de détails sur la CDQ à des ouvrages spécialisés et notamment aux réf III 7 et III 21.
Afin d'en éviter la fréquente citation invitons le lecteur intéressé par les calculs détaillés du ler ordre CDQ appliqués à la DIL et au DY à la lecture de la réf III 8.

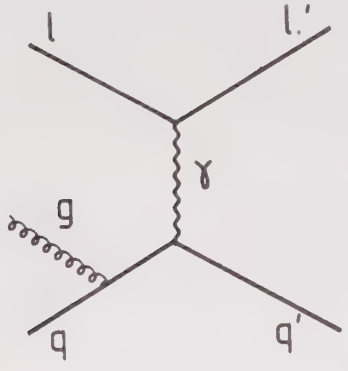
Approfondissons maintenant les prédictions QCD afférentes aux violations de l'invariance d'échelle des fonctions de structure (la dépendance en Q^2).

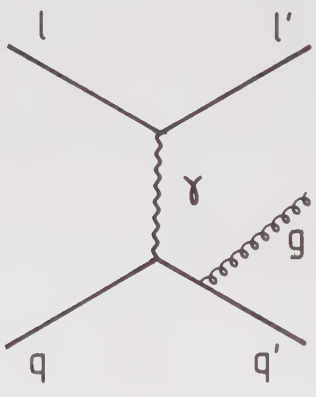
§3a Les quarks dans l'état initial

Dans un premier temps remarquons que le modèle invoqué aux §1 où la sonde (γ ou W) voit une distribution nue de quarks



se trouve altéré par des processus de type





où la sonde teste une distribution de quarks modifiée par l'émission de gluons.

L'effet de cette émission peut être montré assez simplement pour les quarks de valence si l'on se rappelle que la section efficace de ce genre de processus n'est jamais que celle de l'effet

Compton "modifiée CDQ".

$$\text{III 14} \qquad \frac{d^2\sigma}{dQ^2 dt} \alpha - \frac{\alpha\alpha_s q_i^2}{(\hat{s}+Q^2)^2} \left\{ \frac{\hat{t}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{t} + \frac{2Q^2(\hat{s}+\hat{t}+Q^2)}{\hat{s}\,\hat{t}} + \frac{m_g^2 Q^2}{\hat{t}^2} + \frac{m_g^2 Q^2}{\hat{s}^2} \right\}$$

(le procédé de régularisation infrarouge utilisé a consisté à donner une masse non nulle aux gluons.)

l'intégration sur t de $t_{min} = -\frac{m_g^2 Q^2}{s}$ à $t_{max} = -(s+Q^2)$ aboutit à

$$\frac{d\sigma}{dQ^2}(x,Q^2) \alpha \frac{\alpha\alpha_s q_i^2}{Q^2} Z \left\{ \frac{1+Z^2}{1-Z} \log \frac{Q^2(1-Z)}{m_g^2 Z^2} + \frac{1-4z}{2(1-z)} - \frac{z^4}{Q^4(1-z)^2} \left(\frac{-m_g^4}{1-Z} + m_g^2 Q^2 \right) - (1-Z) \right\}$$

III.15

où l'on s'est servi de $Z = \frac{Q^2}{2p.q_\gamma} = \frac{x}{y} \sim \frac{Q^2}{s+Q^2}$

posons $\sigma' = \sigma \frac{Q^2}{\alpha q_i^2}$

La distribution des quarks se trouve alors modifiée de manière telle que

$$q(x,Q^2) = \int_x^1 \int_0^1 dy\, dz\, \delta(x - zy)\, q(y) \left[\delta(1-Z) + \sigma'^{\gamma^* q \to gq}(z,Q^2)\right]$$

représentant le fait que l'observation d'un quark avec la fraction x du moment transporté n'implique pas seulement qu'il ait originelle-

ment cette fraction mais qu'il peut l'avoir obtenue par émission d'un gluon.

Intégrant sur z

$$q(x, Q^2) = \int_x^1 dy\, q(y)\, [\delta(1 - \frac{x}{y}) + \sigma'(\frac{x}{y}, Q^2)]$$

et si l'on ne conserve que le terme dominant quand Q^2 croît

$$q(x,Q^2) = q(x) + \alpha_s \log \frac{Q^2}{\mu^2} \int_x^1 \frac{dy}{y}\, q(y)\, P_{qq}(\frac{x}{y})$$

$$\text{avec } P_{qq}(z) = \frac{1+z^2}{1-z}$$

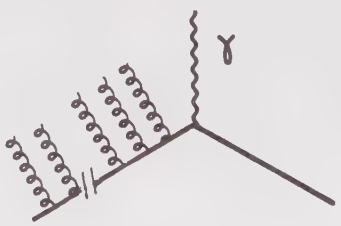
on voit donc jaillir la dépendance en Q^2 de $q(x, Q^2)$:

$$\frac{dq(x,Q^2)}{d \ln Q^2} \alpha \alpha_s \int_x^1 \frac{dy}{y}\, q(y)\, P_{qq}(\frac{x}{y})$$

Un résultat particulièrement intéressant (Réf III 9) stipule que pour sommer toutes les contributions de gluons à l'ordre $\log Q^2$ il suffit de remplacer dans la formule ci-dessus

$$q(y) \text{ par } q(y,Q^2) \text{ et } \alpha_s \text{ par } \alpha_s(Q^2)$$

c'est à dire que pour tenir compte de



il suffit de résoudre

$$\frac{dq(x,Q^2)}{d(\ln Q^2)} \alpha \alpha_s(Q^2) \int_x^1 \frac{dy}{y}\, q(y,Q^2)\, P_{qq}(\frac{x}{y})$$

dont la solution est assez simple pour les moments suivant les résultats de MM Altarelli Parisi (Réf III 10).

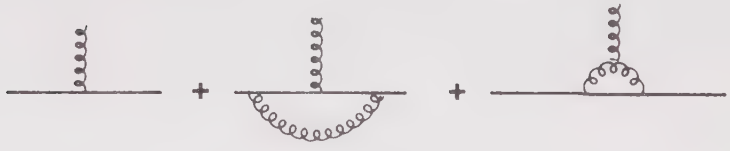
Nous reviendrons sur ce point au §3c.

Notons que l'utilisation dans l'équation d'évolution de $\alpha_s\ (Q^2)$ au lieu de α_s provient de la redéfinition de la constante de couplage par la considération des différentes corrections (de propagateurs et de vertex) illustrées par :

i propagateur du gluon

ii propagateur du quark

iii vertex



La sommation à l'approximation du logarithme dominant (LO) de ces différentes contributions grâce aux équations du groupe de renormalisation conduit à :

$$\alpha_s\ (Q^2) = \frac{12\pi}{25\ \ln\ Q^2/\Lambda^2} \qquad \text{avec } \Lambda = \Lambda_{LO}$$

Nous verrons (cf equations IV 1, 7) que les résultats sont parfois présentés en utilisant un autre "schème".

MS minimal substraction

$\overline{\text{MS}}$ minimal substraction modifiée

MOM momentum substraction

Ces différents schèmes proviennent des différentes définitions des contre-termes (infinis) qu'il faut soustraire aux calculs des corrections (i, ii, iii) pour en rendre le résultat fini.

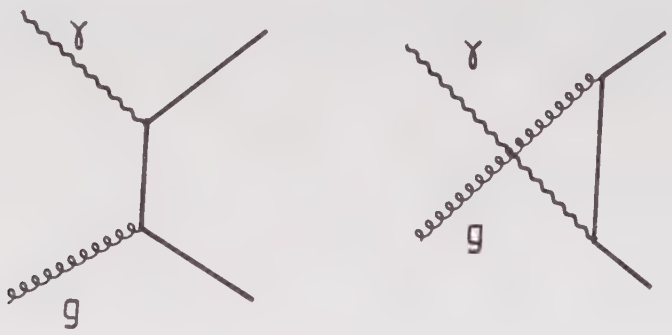
N'étant aucunement spécialiste des procédures de régularisation, je me contenterai d'énoncer le résultat :

$$\alpha_s^{MOM} > \alpha_s^{\overline{MS}} > \alpha_s^{MS} > \alpha_s^{LO}$$

où bien sûr le plus grand nombre de corrections a été pris en compte lors du calcul du plus grand α_s.

§3b Les gluons dans l'état initial

En toute rigueur nous devons maintenant considérer que les quarks vus peuvent provenir des gluons existant suivant les diagrammes



représentant des processus du même ordre en α_s que ceux du §3a.
Le même type de calcul que celui exposé précédemment conduit à :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\hat{t}} \propto \frac{\alpha\,\alpha_s\,q_i^2}{(\hat{s}+Q^2)^2} \left[\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{2Q^2}{\hat{t}\,\hat{u}}(\hat{t}+\hat{u}+Q^2) + \frac{2m_g^2}{\hat{t}\,\hat{u}}(\hat{t}+\hat{u}+m_g^2) - Q^2 m_g^2 \left(\frac{1}{\hat{u}^2} + \frac{1}{\hat{t}^2} - \frac{4}{\hat{t}\hat{u}}\right) \right]$$

III 16

dont l'intégration de t_{min} à t_{max} conduit à

III 17 $$\frac{d\sigma}{dQ^2}(z, Q^2) \propto \frac{\alpha\alpha_s q_i^2}{(\hat{s} + Q^2)^2} \left[- \frac{2Q^2 \hat{s} - (\hat{s} + Q^2)^2}{\hat{s} + Q^2} \log \frac{(\hat{s} + Q^2)^2}{m_g^2 Q^2} - 2(\hat{s} + Q^2) \right]$$ (Réf III 21)

Là encore nous voyons que les fonctions de structure dépendent de Q^2

§3c Les contributions des quarks et gluons initiaux sont sommées

La résolution de cette évolution(lorsque l'on se limite au logarithme dominant) tant pour les quarks vus après émission de gluons que pour les quarks créés à partir des gluons conduit aux équations suivantes, reliant les moments des distributions de quarks (valence et mer) et de gluons mesurés à des Q^2 différents (Réf III 11).

III 18 valence $$M_n(Q^2)_{val} = M_n(Q_o^2)_{val} e^{-d_n s}$$

mer $$M_n(Q^2) = \frac{3}{4} D_2^{(n)}(Q^2) + \frac{1}{4} D_1^{(n)}(Q^2)$$

$$D_1^{(n)}(Q^2) = M_n(Q_o^2)_{mer} e^{-\gamma^n s}$$

$$D_2^{(n)}(Q^2) = \left\{(1 - \alpha_n) M_n(Q_o^2)_{mer} - \beta_n M_n(Q_o^2)_{glue}\right\} e^{-\gamma_+^n s} + \left\{\alpha_n M_n(Q_o^2)_{mer} + \beta_n M_n(Q_o^2)_{glue}\right\} e^{-\gamma_-^n s} - M_n(Q_o^2)_{val+mer} e^{-\gamma^n s}$$

glue $$M_n(Q^2) = \left\{\alpha_n M_n(Q_o^2)_{glue} - \frac{(1-\alpha_n)\alpha_n}{\beta_n} M_n(Q_o^2)_{mer}\right\} e^{-\gamma_+^n s} + \left\{(1 - \alpha_n) M_n(Q_o^2)_{glue} + \frac{(1-\alpha_n)\alpha_n}{\beta_n} M_n(Q_o^2)_{mer}\right\} e^{-\gamma_-^n s}$$

Afin de pouvoir rédiger en cas de besoin un petit programme d'évolution des fonctions de structure, les valeurs numériques des différentes constantes peuvent être trouvées dans les Réf III 11, III 12.

4. LE MODELE DE DRELL YAN MODIFIE "1er ORDRE CDQ"

Les modifications du modèle naïf, proviennent de deux causes différentes. Tout d'abord les quarks participant à l'annihilation peuvent émettre un gluon. Ensuite le photon virtuel peut avoir été rayonné par un quark lors d'une collision quark gluon.

Les différents diagrammes correspondant à ces processus sont montrés en fig III.4, auquel on a ajouté la correction de vertex (fig III.4a) qui contribue à l'élimination de singularités infrarouges habituelles aux diagrammes du type 4b . (On peut sentir "avec les mains" que cette compensation des singularités peut se réaliser en remarquant que lorsque l'impulsion du gluon tend vers 0, les différents diagrammes 4a et 4b tendent les uns vers les autres (et tous vers le Drell Yan naïf) ; en réalité quand $\vec{p}_{gluon} \to 0$ le graphe 4a tend vers le graphe de Born multiplié par un facteur infrarouge divergent qui disparait lorsque l'on somme 4a et 4b

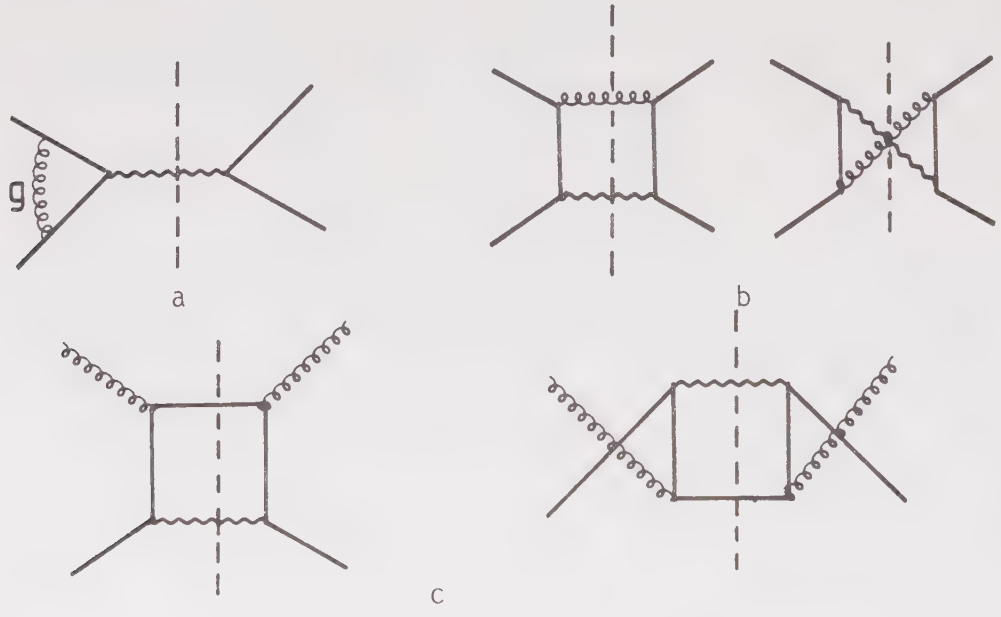


Figure III.4 Diagrammes des corrections QCD 1^{er} ordre au modèle de Drell-Yan

Les calculs de ces différents diagrammes ont été réalisés indépendamment depuis plusieurs années (Réf III 19 et III 23). La méthode qui a semblé la plus accessible au rédacteur non spécialiste est celle de III 22. Nous en reprendrons quelques étapes afin d'essayer de faire percevoir ce qu'est la prédiction théorique de la variation du facteur K.

Commençons par un exposé des généralités de la méthode :

1) calcul des graphes III 4b et 4c. Ceci conduit à des corrections proportionnelles à α_s que nous appellerons α_s CORR.

2) la section efficace Drell Yan naïf (DYN) + corrections s'écrit alors

III 19 $$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \int (\text{DYN} \times \pi_i \delta(t_i - x_i) + \alpha_s \text{ CORR}) q_0(t_1) \bar{q}_0(t_2)\, dt_1 dt_2$$

3) il faut être en possession des distributions de quarks initiaux "nues" $q_0(t)$. Or les mesures de la DIL conduisent à des fonctions "habillées" $q(x, Q^2)$ comme nous l'avons vu au §3. D'où la nécessité de calculer au 1er ordre les fonctions de structure de la DIL c'est à dire écrire :

III 20 $$q(x, Q^2) = q_0(x) + \int \alpha_s \, \Delta q\,(y, Q^2)\, q_0(y) dy$$

grâce à des formules telles que III 15, III 17 permettant de tirer $q_0(x)$ de $q(x,Q^2)$ mesuré.

4) on récrit III.19 grâce à III.20.

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} \int dt_1\, dt_2\, (\text{DYN}\, \pi_i \delta(t_i - x_i) + \alpha_s \text{ CORR}) \times (q(t_1,Q^2) - \alpha_s \Delta_q(t_1, Q^2)) \times (\bar{q}(t_2,Q^2) - \alpha_s \Delta_{\bar{q}}(t_2, Q^2))$$

qui devient si l'on ne conserve que les termes d'ordres 0 et 1 en α_s :

III 21 $$\int dt_1 dt_2 \Big\{ \text{DYN}\ \ q(t_1,Q^2)\ \bar{q}(t_2,Q^2)\ \delta(t_1-x_1)\ \delta(t_2-x_2) \quad \text{(a)}$$

$$+\ \alpha_s\ \text{CORR}\ .\ q(t_1,Q^2)\quad \bar{q}(t_2,Q^2) \quad \text{(b)}$$

$$-\ \text{DYN}\ \ \alpha_s\ \tilde{q}(t_1,Q^2)\quad \Delta\bar{q}(t_2,Q^2)$$

$$-\ \text{DYN}\ \ \alpha_s\ \Delta q(t_1,Q^2)\quad \tilde{\bar{q}}(t_2,Q^2)\Big\} \quad \text{(c)}$$

où le signe $\sim$ veut dire que l'on ne retient que la partie à l'ordre 0 en α_s de $q(x,Q^2)$

Ainsi on distingue bien la structure connue de la section efficace totale :

(a) est la contribution du Drell Yan naïf mais cette fois avec des fonctions de structure dépendantes de Q^2. C'est le résultat du modèle de Drell Yan au logarithme dominant.

(b) sont les corrections du 1er ordre proprement dites

(c) sont les corrections à retrancher pour tenir compte du fait que les fonctions de structure de la DIL subissent le même genre d'avatars que celles extraites grâce au Drell Yan.

Précisons que l'élimination des singularités infrarouges sous-jacente à III 21 n'est que la limitation au 1er ordre du théorème général de factorisation de ces singularités (évoqué notamment par H. Politzer Réf III 23).

Approfondissons maintenant quelques étapes de la méthode

§4a Contribution des graphes d'annihilation (fig III 4b)

La section efficace de l'annihilation $q + \bar{q} \to g + \gamma^*$ s'écrit

$$\text{III 22} \quad \frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha\alpha_s e_q^2}{\hat{s}^2} \; \frac{8}{9}\left[\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{2Q^4}{\hat{t}\hat{u}} - \frac{2Q^2}{\hat{t}} - \frac{2Q^2}{\hat{u}} - \frac{m_q^2 Q^2}{\hat{u}^2} - \frac{m_q^2 Q^2}{\hat{t}^2}\right] \qquad \text{Réf III.21}$$

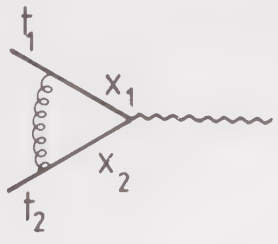
Posons les définitions suivantes $\tau = x_1 x_2 = \frac{Q^2}{s}$

$$x_1 = \sqrt{\tau}\, e^{y} \quad ; \quad x_2 = \sqrt{\tau}\, e^{-y}$$

$$y = 1/2 \log \frac{q_o + q_{\shortparallel}}{q_o - q_{\shortparallel}}$$

q se reporte à la paire de muons c'est à dire à γ^*

et si t_1 et t_2 sont les fractions "originales" du moment porté par les quarks des nucléons projectile et cible, (voir croquis).



alors un petit calcul reporté en annexe 1 (à laquelle ont été ajoutées quelques remarques sur les différentes définitions possibles de x_1 et x_2) conduit de III 22 à

III 23
$$\frac{d^2\sigma^A_{elem}}{dQ^2\,dy} = \frac{16\,\alpha^2\alpha_s e_q^2}{27\,Q^2 s}\;\frac{\tau\,(\tau + t_1\,t_2)}{t_1 t_2\,(t_1 x_2 + t_2 x_1)^2}$$
$$\left[\frac{1}{t\hat{u}}\,(\hat{s}^2 + Q^4) - 2 - \frac{m_g^2}{}\;Q^2\,(\frac{1}{t^2} + \frac{1}{\hat{u}^2})\right] \qquad \text{Réf III 22}$$

Le subscript elem pour élémentaire signifie que cette section efficace se rapporte aux partons.

Pour obtenir la section efficace hadronique nous devrons intégrer commme suit :

III.24
$$\frac{d^2\sigma^{hadron}}{dQ^2 dy} = \int dt_1 dt_2\,\frac{d^2\sigma^{elem}}{dQ^2\,dy}\qquad q(t_1)q(t_2)$$

§4b contribution des graphes "gluon incident" fig III 4c

La section efficace de la diffusion $g + q \to \gamma^* + q$ s'écrit :

III 25
$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dt} = \frac{\pi\alpha\alpha_s e_q^2}{\hat{s}^2}\;\frac{1}{3}\left(-\frac{\hat{u}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{u}} + \frac{2Q^2}{\hat{s}\hat{u}}\,(\hat{s} + \hat{u} - Q^2) - \frac{Q^2\,m_g^2}{\hat{u}^2}\right) \qquad \text{Réf III 21}$$

Nous conservons les mêmes définitions qu'au §4a pour aboutir à

III 26
$$\frac{d^2\sigma^C_{elem}}{dQ^2\,dy} = \frac{3}{8}\;\frac{16}{27}\;\frac{\alpha^2\alpha_s\,e_q^2}{Q^2\,s}\;\frac{\tau\,(\tau + t_1\,t_2)}{t_1 t_2 (t_1 x_2 + t_2 x_1)^2}$$
$$\left[\frac{(\hat{s} - Q^2) + Q^4}{\hat{u}\;\hat{s}} - \frac{\hat{u} - 2Q^2}{\hat{s}} - \frac{mg^2\,Q^2}{\hat{u}^2}\right] \qquad \text{Réf III 22}$$

§4c sommation des deux contributions et des corrections de la DIL

Il reste à intégrer III 23 et III 26 selon III 24. Pour ce faire on élimitne t et u dans III 23, 26 en les exprimant en fonction de t_1 t_2 x_1 x_2.

Auparavant nous aurons retranché les corrections III 21c provenant de la DIL (voir annexe II).

Tout va bien dans l'intégration III 24 lorsque $x_1 \neq t_1$, $x_2 \neq t_2$ mais les problèmes surgissent dès que $t_1 \to x_1$, $t_2 \to x_2$.

Nous renvoyons le lecteur à la réf III 22 pour suivre le calcul détaillé des différentes parties divergentes, qui ont la bonne idée de s'annuler

-pour partie entre la correction de vertex et la divergence infrarouge des graphes III 4b

-pour partie entre les graphes III 4b,c et les corrections similaires qui interviennent dans la diffusion inélastique de leptons (annexe II).

Le résultat définitif est (Réf III 22).

III 27
$$K(x_1,x_2) = \frac{\frac{d^2\sigma^A}{dx_1dx_2} + \frac{d^2\sigma^C}{dx_1dx_2} + \text{Drell Yan naïf } (x_1x_2)}{\text{Drell Yan naïf } (x_1x_2)}$$

avec
$$\frac{d^2\sigma^{A,C}}{dx_1dx_2} = s\,\frac{d^2\sigma^{A,C}}{dQ^2dy}$$

III 28 $$\frac{d^2\sigma^A_{elem}}{dQ^2\,dy} = \tfrac{1}{2}A\,\delta(t_1-x_1)\,\delta(t_2-x_2)\Big[1+\tfrac{5}{3}\pi^2-\tfrac{3}{2}\ln\frac{x_1x_2}{(1-x_1)(1-x_2)} + 2\ln\frac{x_1}{1-x_1}\ln\frac{x_2}{1-x_2}\Big] + \tfrac{1}{2}A\,\delta(t_2-x_2)\Big[\frac{t_1^2+x_1^2}{t_1^2(t_1-x_1)_+}\ln\frac{2x_1(1-x_2)}{x_2(t_1+x_1)} + \frac{3}{2(t_1-x_1)_+}-\frac{2}{t_1}-\frac{3x_1}{t_1^2}\Big] + (1\leftrightarrow 2) + A\Big[\frac{G^A(t_1,t_2)}{[(t_1-x_1)(t_2-x_2)]_+}+H^A(t_1,t_2)\Big].$$

$$G^A(t_1,t_2)=\frac{(\tau+t_1t_2)(\tau^2+(t_1t_2)^2)}{(t_1t_2)^2(t_1+x_1)(t_2+x_2)},$$

$$H^A(t_1,t_2)=-\frac{2\tau(\tau+t_1t_2)}{t_1t_2(t_1x_2+t_2x_1)^2}.$$

III 29 $$\frac{d^2\sigma^C_{elem}}{dQ^2\,dy} = \tfrac{3}{8}A\,\delta(t_2-x_2)\Big[\frac{x_1^2+(t_1-x_1)^2}{2t_1^3}\ln\frac{2x_1(1-x_2)}{x_2(t_1+x_1)} + \frac{1}{2t_1}-\frac{3x_1(t_1-x_1)}{t_1^3}\Big] + \tfrac{3}{8}A\Big[\frac{G^C(t_1,t_2)}{(t_2-x_2)_+}+H^C(t_1,t_2)\Big].$$

$$G^C(t_1,t_2)=\frac{x_2(\tau+t_1t_2)(\tau^2+(\tau-t_1t_2)^2)}{t_1^3t_2^2(t_1x_2+t_2x_1)(t_2+x_2)},$$

$$H^C(t_1,t_2)=\frac{\tau(\tau+t_1t_2)(t_1t_2^2x_1+\tau(t_1x_2+2t_2x_1))}{(t_1t_2)^2(t_1x_2+t_2x_1)^3},$$

III 30 $$A = \frac{16\,\alpha^2\,\alpha_s\,(Q^2)\,q_i^2}{27\,Q^2\,s}$$

Il ne reste plus qu'à écrire un petit programme Fortran

utilisant les formules ci-dessus pour calculer le facteur K dans la configuration qui nous occupe :

-collisions proton-platine
-fonctions de structure d'"entrée" à notre choix

par exemple pour u $x^{0.52 - 12\,s}\,(1 - x)^{2.79 + .80\,s}$

mer $.17 + .24\,s(1 - x)^{8.5 + 2.5\,s}$

gluons $2.62\,(1 + 3.5x)\,(1 - x)^{5.}$ et évolution en fonction de Q^2 grâce à la paramétrisation de la Ref III.32

$s = \ln(\ln Q^2/.04)/\ln(5/.04))$

la prédiction du facteur K par cellules x_1 x_2 est la suivante:

x_2 \ x_1	0.05	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
.05	2.33	1.95	1.83	1.76	1.71	1.68	1.64	1.63	1.61	1.61
.15	1.68	1.65	1.63	1.61	1.61	1.82	1.82	1.84	1.86	1.92
.25	1.82	1.82	1.84	1.86	1.92	1.86	1.87	1.90	1.93	2.02
.35	1.86	1.87	1.90	1.93	2.02	1.89	1.91	1.94	1.98	2.09
.45	1.8	1.91	1.94	1.98	2.09	1.91	1.93	1.95	2.01	2.12

Notons également que ce programme nous permettra de calculer le p_T^2 moyen prédit à cet ordre de la théorie

III 31
$$\langle p_T^2 \rangle = \frac{\int p_T^2 \left(\frac{d^2\sigma^A}{dQ^2\,dy} + \frac{d^2\sigma^C}{dQ^2 dy} \right) dt_1\, dt_2}{\int \left(\frac{d^2\sigma^A}{dQ^2 dy} + \frac{d^2\sigma^C}{dQ^2 dy} + \frac{d^2\sigma^{DY\phi}}{dQ^2 dy} \right) dt_1\, dt_2}$$

où l'on exprime

III 32 $$p_T^2 = \frac{Q^2(t_1^2 - x_1^2)(t_2^2 - x_2^2)}{(t_1x_2 + t_2x_1)^2}$$

suivant la formule de l'annexe 1.

(La normalisation dans III 31 n'est pas évidente.Une normalisation par $\frac{d^2\sigma}{dQ^2dy}^{DY}_0$ ne le semble pas plus.

La difficulté provient de ce que le rapport de deux termes,l'un en α_s,l'autre en (constante + α_s),contient des termes d'ordre α_s^2)

5. LA DIFFUSION INELASTIQUE DE LEPTONS S'EST EGALEMENT COMPLIQUEE

Nous avons vu au cours du paragraphe précédent les complications inhérentes à l'introduction des corrections du 1er odre de QCD au processus de Drell Yan.

Le lecteur doit garder à l'esprit que le même genre de corrections s'applique à la diffusion inélastique. Nous les avons d'ailleurs évoquées au §3a, lors de la présentation des violations de scaling.

Passons en revue les problèmes qui surgissent.

5.1 xF_3 = valence ?

Les règles de somme que nous avons évoquées au §1 se trouvent modifiées comme suit :

l'intégrale III 8 $\int_0^1 dx \frac{1}{2}\left[F_3^{\bar{\nu}p} + F_3^{\nu p}\right]$ devient $3\left[1 - \frac{12}{(33 - 2f)\log\frac{Q^2}{\Lambda^2}}\right]$

l'intégrale III 9 $\int_0^1 dx\, x\left[F_1^{\bar{\nu}p} - F_1^{\nu p}\right]$ devient $\left[1 - \frac{8}{(33 - 2f)\log\frac{Q^2}{\Lambda^2}}\right]$

Réf III.19

On est en droit de s'interroger sur l'appelation valence que l'on attribue à xF_3, cette dernière n'étant plus normalisée à 3, le nombre de quarks de valence. En fait dès que l'on passe au 1er ordre et que l'on cherche à comparer la diffusion inélastique au Drell-Yan il faut prendre garde à injecter dans le calcul du Drell Yan la fonction de structure F_1 F_2 ou F_3 pour laquelle on a calculé les corrections correspondantes pour le processus de diffusion

inélastique. La méthode (Réf III.22) suivie implique que nous utilisions la valence DIL obtenue d'après F_2 non singlet.
Remarquons que les tentatives expérimentales (Réf III 30) de mesures de $\int F_3$ ne permettent pas de se faire une opinion précise comme l'on peut s'en rendre compte sur la figure III 5 extraite de la réf III.4

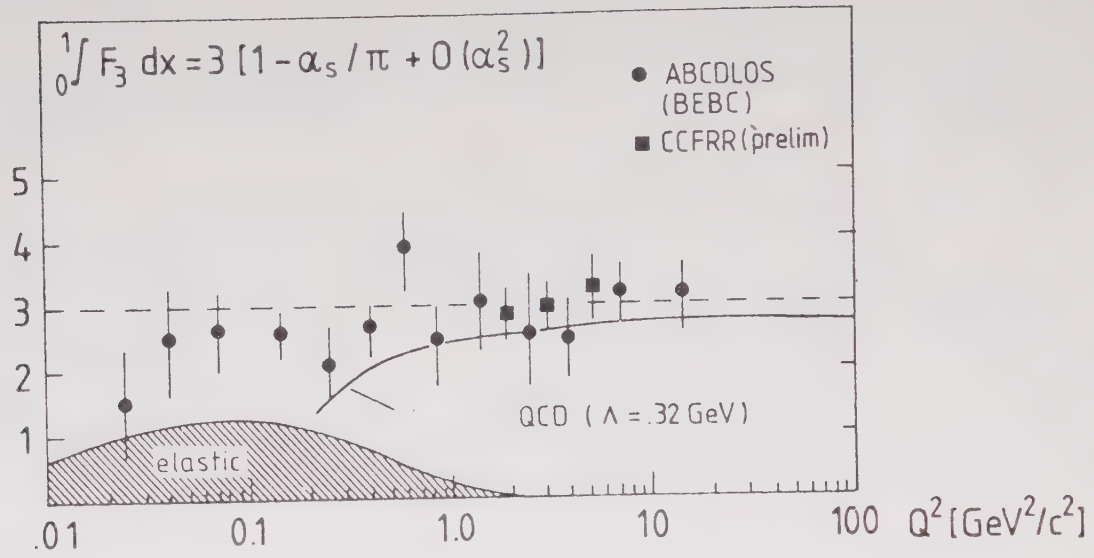


Figure III.5 Mesures de $\int F_3\, dx$

5.2 Implications d'un rapport R non nul

Les formules reliant F_2 ou xF_3 aux distributions de quarks que nous avons données au §5.1 ne sont valables que si la relation de Callan Gross est exacte. Or même dans le modèle des partons nous

avons, pour l'obtenir, négligé un terme en M/E (M masse de nucléon, E énergie du neutrino incident). Plus grave encore la section efficace de polarisation longitudinale, n'est nulle que si les partons sont sans moment transverse initial.

Dans le cas contraire on a $\sigma_L \alpha \frac{4k_T^2}{Q^2}$ (Réf III.3b).

Les prédictions de QCD concernant ce rapport $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ sont montrées en fig III.6(extraites de la réf III.24).

Les mesures de la collaboration CDHS (voir chapitre IV) sont présentées en assumant R = .1 our $R = R_{QCD}$. Nous reviendrons ultérieurement sur ce que cela implique sur les paramétrisations qui en découlent.Une réflexion sur ces implications peut être trouvée d'autre part dans la réf III.25.

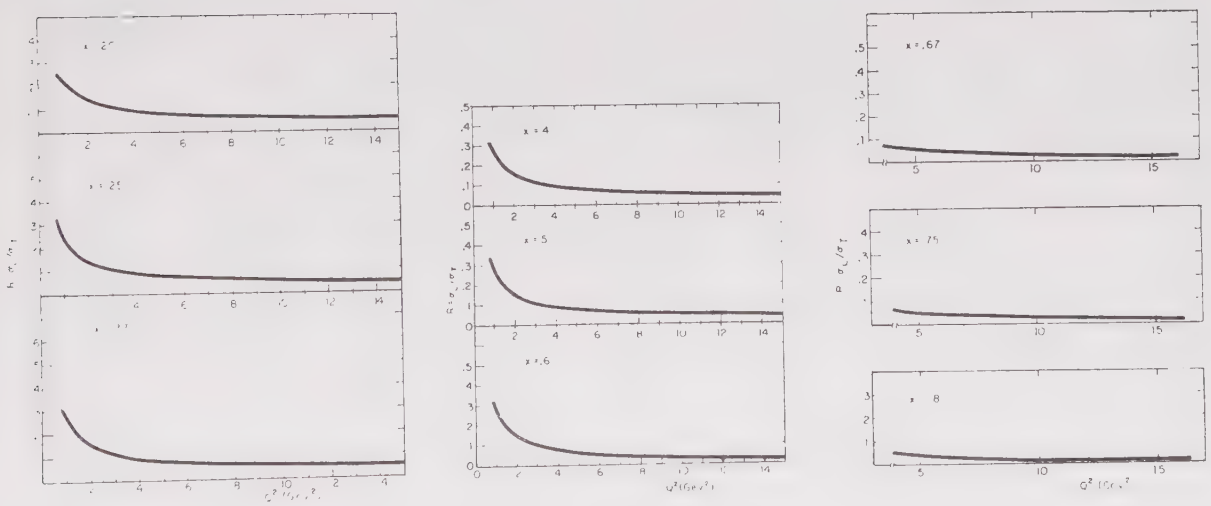


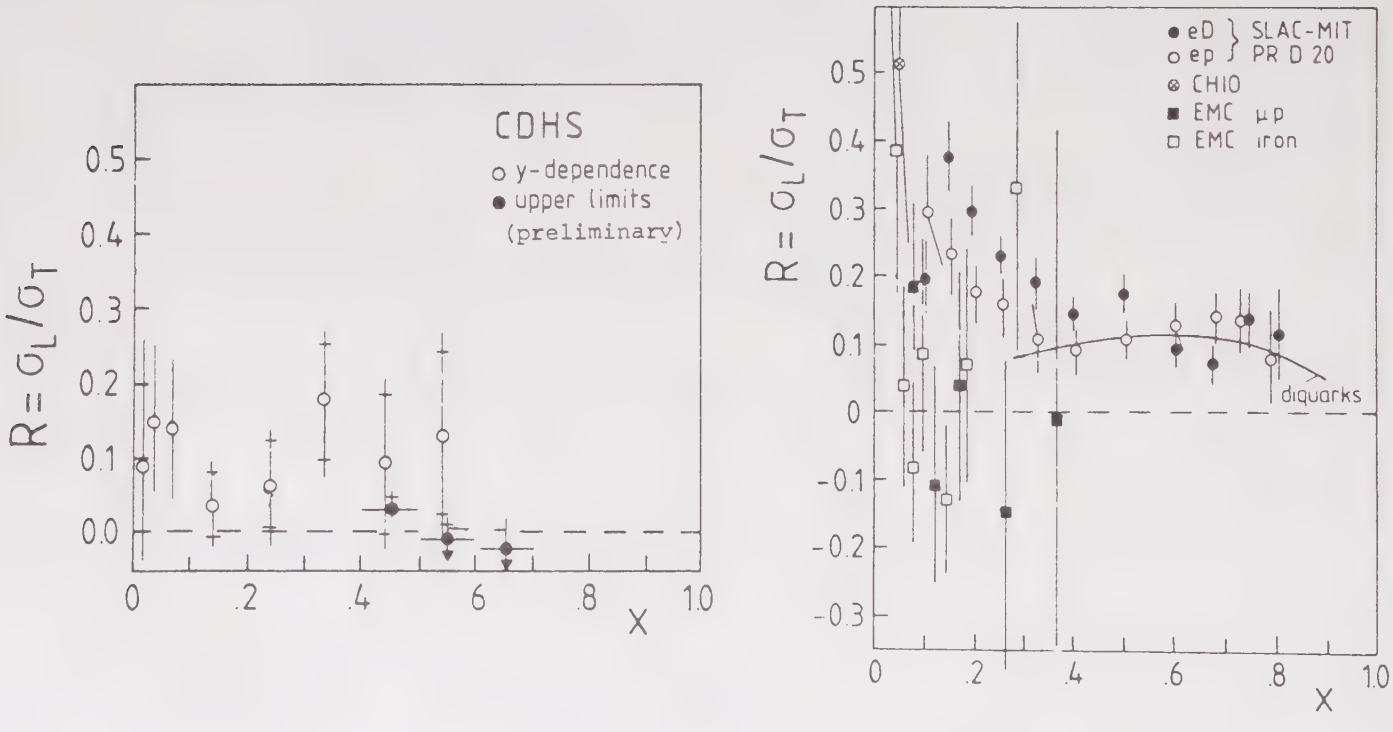
Fig III.6 $R_{QCD} = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$

5.3 Les effets non perturbatifs

Nous évoquerons au paragraphe suivant (6.2) quelques effets non perturbatifs en cause dans la production de paires de leptons.

Les mêmes problèmes existent en matière de DIL. Nous renvoyons le lecteur intéressé à la réf III 26, qui traite de l'existence de di-quarks, dont la contribution deviendrait importante quand $x \to 1$. D'où le conseil aux expérimentateurs de E. Reya lors d'un récent cours au CERN de se contenter des mesures de fonctions de structure pour $x < .7$.

Avant de quitter ce rapport R jetons un coup d'oeil sur ses mesures expérimentales (Figures extraites de la réf.III.4). Ici aussi la précision est difficilement accessible. La collaboration EMC (réf III 31) conclut sur l'impossiblité d'infirmer R = 0.



Figures III.7 Mesures du rapport R

6. NOUS NE SOMMES PAS AU BOUT DE NOS PEINES

6.1 Les ordres supérieurs connus

Certes nous avons un modèle qui tient compte exactement des corrections du ler ordre de QCD. Par exactement j'entends que les calculs ont été menés à bien sans se contenter de l'approximation du logarithme dominant.

Toutefois cette correction du ler ordre est si importante qu'il serait de bon ton de s'assurer que les corrections d'ordres supérieurs ne viennent pas trop modifier les résultats du paragraphe 4... ou si elles le modifient qu'au moins ce soit d'une manière prévisible.

A l'heure actuelle aucun calcul complet d'ordres supérieurs n'est disponible mais lorsque l'on regarde les corrections du ler ordre on s'aperçoit que deux termes sont particulièrement importants (voir Réf III.8) :

a) $\pi^2\ \delta(1 - z)$ qui provient de la différence des corrections de vertex quand on passe de la DIL au DY (des Q^2 négatifs aux Q^2 positifs)

Rappelons que ces corrections de vertex s'écrivent:

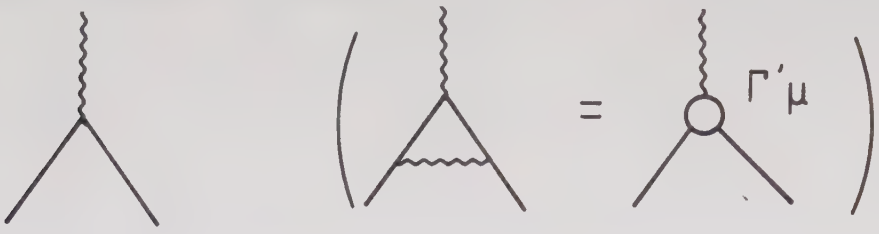
III.33 $$q^2 < 0 \quad \Gamma'_\mu = \gamma_\mu \frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \left[-\frac{1}{2} \log^2 \frac{Q^2}{\lambda^2} + \frac{3}{2} \log \frac{Q^2}{\lambda^2} - \frac{7}{4} - \frac{\pi^2}{3} \right]$$

III.34 $$q^2 > 0 \quad \Gamma'_\mu = \gamma_\mu \frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \left[-\frac{1}{2} \log^2 \frac{Q^2}{\lambda^2} + \frac{3}{2} \log \frac{Q^2}{\lambda^2} - \frac{7}{4} + \frac{\pi^2}{6} \right]$$

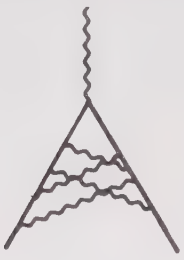
b) $1+(\alpha_s C_F/\pi) \ln (1 - x_1) \ln (1 - x_2)$ qui provient de l'émission de gluons mous.

Par bonheur les théoriciens connaissent une méthode, dite de l'exponentiation permettant de sommer les deux contributions ci-dessus à tous les ordres.

Ce procédé était déjà connu en QED où la correction de vertex qui fait passer de γ^μ à $\Gamma'^\mu = -\gamma^\mu \frac{\alpha}{4\pi} \ln^2 \frac{Q^2}{\lambda^2}$



peut être sommée pour prendre en considération les corrections du type :

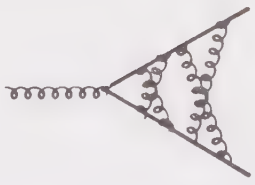


et conduit à la redéfinition du vertex suivante :

$$\Gamma^\mu = \gamma^\mu \, e^{-\frac{\alpha}{4\pi} \ln^2 \frac{Q^2}{\lambda^2}}$$

(Réf III 13 page 172)

D'après la réf III.14, la même démarche peut-être transposée à la correction de vertex QCD



ce qui revient à remplacer la contribution a) du 1er ordre:

$$1 + \frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \pi^2$$

par $e^{(\frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \pi^2)}$. L'implication sur le calcul du ler ordre est particulièrement simple :

QCD exponentié = 1.15 QCD ler ordre

La correction b) est également exponentiable (Réf III.15). Nous n'insisterons pas sur ce point car sa contribution est négligeable sauf quand $\tau \to 1$, ce qui est malheureusement un domaine inaccessible expérimentalement.

6.2 Les problèmes en suspens

Nous avons vu que le modèle de Drell-Yan modifié QCD ler ordre s'écrit, au moins dans le domaine cinématique accessible aux expériences réalisées à ce jour :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} \quad \alpha \quad K \left\{ q(x_1, Q^2)\bar{q}(x_2, Q^2) + (1 \leftrightarrow 2) \right\}$$

où K "ne variant pas beaucoup" fait que la factorisation de notre section efficace en une somme de produits de fonctions dépendant de x_1 par des fonctions dépendants de x_2 est préservée.

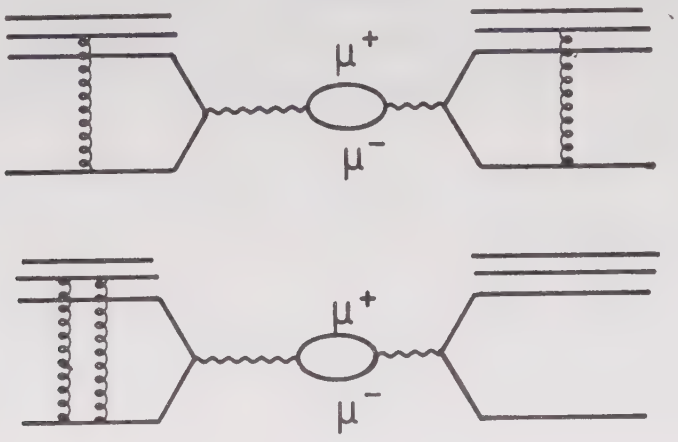
Insistons sur le fait que cette factorisation n'est pas mathématiquement exacte puisque :

-le facteur K n'est pas une constante

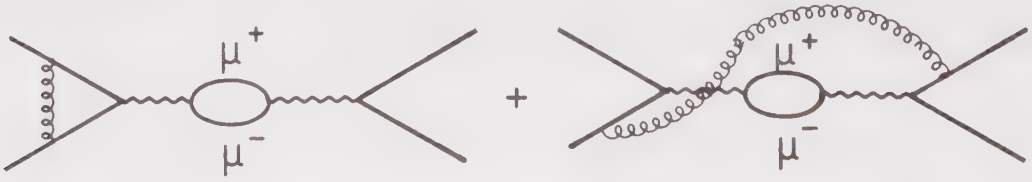
-l'introduction des violations de scaling dans les fonctions de structure entraîne de fait qu'elles ne dépendent pas seulement de x_1 (ou x_2) mais de x_1 (ou x_2) et de $x_1 x_2$.

Disons qu'expérimentalement tout cela collait plutôt bien quand surgit en fin 1981 (Réf III.27) la spéculation de MM Bodwin Brodsky et Lepage, détruisant en quelques pages la belle confiance que l'on avait dans notre concept de factorisation.

L'argument avancé concerne les torsions d'ordres supérieurs (higher twist) survenant à l'occasion d'interactions dans l'état initial entre un parton acteur et un parton spectateur.

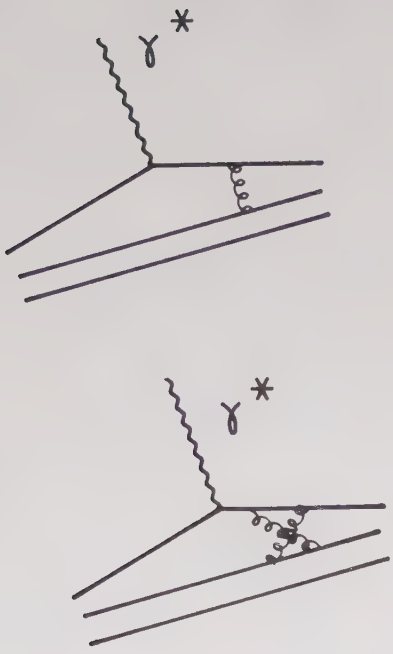


Puis intervient M. Mueller (Réf III.28) qui ne conteste pas la validité des calculs de la Réf III.27 mais qui considère des corrections (effets Sudakov) qui annulent les effets précédents. Il s'agirait de :

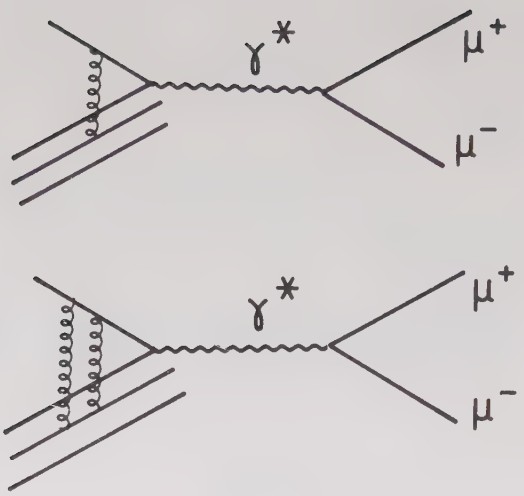


Plus tard MM. Lindsay, Ross et Sachrayda (Réf III.29) clarifièrent la situation en calculant les diagrammes à deux boucles entre un acteur et un spectateur tant pour le Drell Yan que pour la DIL

DIL



DY



et trouvèrent que la somme des termes donnant lieu à non factorisation est nulle.

Nous avons évoqué ces problèmes parce qu'ils sont "à la mode", ... et certes intéressants sur le plan théorique. Toutefois ces torsions ne nous concernent que peu car aucune expérience à l'heure actuelle ne saurait "départager" les différents points de vue. Une statistique quasi infinie et une précision non moins excellente des mesures effectuées en DIL seraient nécessaires.

Nous arrêterons donc là l'exposé de difficultés dont la résolution expérimentale est encore lointaine.

CONCLUSION

Cet exposé du cadre théorique dans lequel se situe notre expérience a permis de montrer la possibilité de comparaison entre les fonctions de structure extraites en diffusion inélastique de leptons et celles mesurées dans le processus de Drell Yan que ce soit :

* à l'ordre 0 de QCD où les fonctions de structure sont parfaitement identiques.

* à l'ordre 1 de QCD où les corrections nécessaires au passage des fonctions de structure de l'un des processus à celles de l'autre sont connues.

* à tous les ordres mais seulement pour la correction du vertex.

Passons maintenant à l'analyse de nos données.

Chapitre IV

RESULTATS

Tout est en place maintenant pour aborder la présentation de nos résultats.

Première partie Nous confronterons nos données aux prédictions théoriques que nous pouvons faire avec les différents modèles à notre disposition.
Pour ce faire il nous faudra d'abord répondre aux questions suivantes.

A. Neutrino ou muons ? Nous devons choisir entre les fonctions de structure extraites de la diffusion inélastique de muons ou de neutrinos.

B. Quelle valence utiliser : xF_3, F_2 non singlet ?

C. Quelle mer utiliser ?

D. Quelles variables prendre pour présenter cette comparaison ? (x_1, x_2, x_F, M, y)

Nous profiterons de ce paragraphe pour montrer comment on a pu résoudre deux problèmes inhérents à notre type d'expérience :

-la contamination par les désintégrations leptoniques de hadrons

-les réinteractions dans la cible, faisant que la paire de muons vue, peut être produite par un proton n'ayant pas l'impulsion nominale.

Nous arriverons alors au coeur de la comparaison proprement dite, subdivisée en 3 actes.

E1. Comparaison au modèle de Drell Yan naïf

E2. Comparaison au modèle de Drell Yan "Logarithme Dominant", c'est à dire au modèle de Drell Yan ayant en entrée des fonctions de structure dépendant de Q^2.

E3. Comparaison au modèle de Drell Yan modifié par les corrections du ler ordre complet de la chromodynamique quantique.

Deuxième partie Nous supposons que nul ne connaît les résultats de la diffusion inélastique de leptons et nous tentons d'extraire nos propres fonctions de structure. Sont elles vraiment différentes de celles de la DIL ?

Nous reportons à l'annexe 5 la présentation rapide de quelques données sur les distributions en impulsion transverse des paires de muons. Ceci n'est pas réellement l'objet de ce travail mais notre acceptance en P_T le permettant dans de bonnes conditions il serait dommage de laisser cette information complémentaire sous silence.

Première Partie

COMPARAISON DONNEES-PREDICTIONS THEORIQUES

Quelles fonctions de structure extraites de la diffusion inélastique allons nous utiliser ?

A.- Neutrino ou muons ?

A la lecture des mesures réalisées en diffusion inélastique de neutrinos (Réf IV 1) et de muons (Réf IV 2) on peut aisément se convaincre que :

-les résultats sont compatibles

-les précisions obtenues en muons et en neutrinos sont équivalentes.

Pour la suite de notre analyse nous utiliserons donc les résultats de la collaboration CDHS (Réf IV 1) sur la diffusion de neutrinos qui présente l'avantage de donner accès aux fonctions de structure F_2 et xF_3 entraînant la connaissance de la distribution des quarks de valence et de mer (voir chapitre III.1.D)

B.- Quelle paramétrisation adopter ?

Penchons nous sur le tableau résumant les ajustements publiés dans la Réf IV.1 :

Structure function	Λ (GeV)	$F_i(x,Q_0^2)$	
F_{NS} $(x > 0.03)$ $R = R_{QCD}$	$\Lambda_{LO} = 0.275 \pm 0.08$ $\Lambda_{\overline{MS}} = 0.30 \pm 0.08$	$F_{NS} = \frac{3}{B} x^{0.374}(1-x)^{3.31}(1+5.86x)$	IV.1
F_2 and $\bar{q}^{\bar{\nu}}$ all x $R = 0.1$	$\Lambda_{LO} = 0.18 \pm 0.02$	$F_2 = 1.10(1+3.7x)(1-x)^{3.19}$ $\bar{q}^{\bar{\nu}} = 0.52(1-x)^{8.54}$ $G = 2.62(1+3.5x)(1-x)^{5.90}$ $Q_0^2 = 5\ GeV^2/c^2$	IV.2 IV.3 IV.4
F_2 $(x > 0.03)$ $\bar{q}^{\bar{\nu}}$ $(x > 0.3)$ $R = R_{QCD}$ Corrected for slow rescaling	$\Lambda_{LO} = 0.29 \pm 0.03$	$F_2 = 1.18(1+3.27x)(1-x)^{3.12}$ $\bar{q}^{\bar{\nu}} = 0.53(1-x)^{7.12}$ $G = 1.75(1+8.9x)(1-x)^{6.03}$ $Q_0^2 = 5\ GeV^2/c^2$	IV.5 IV.6 IV.7

Tableau IV.1 Paramétrisation CDHS (Réf IV 1)

Aprés consultation de ce tableau, nous remarquons que nous avons à notre disposition trois déterminations possibles de la valence.

1.- équation IV 1 pour $F_{\text{Non Singlet}}$

2.- détermination par F2 (IV 2) - 1.7 mer (IV.3)

(voir chapitre III pour détails sur F_2 = mer + valence et mer $\bar{\nu}$ = mer totale/1.7)

3.- détermination par F2 (IV.5) - 1.7 mer (IV.6)

auxquelles il faut ajouter la suivante (préliminaire) qui nous a été aimablement communiquée par M.Eisele (collaboration CDHS)

4.- distribution $u_{valence}$ et $d_{valence}$ extraites grâce à xF_3 et non F_2.

IV.8 $$u_v = \frac{2}{B} x^{\alpha_1} (1 - x)^{\beta_v} (1 + \gamma x^{\alpha_2})$$

IV.9 $$d_v = \frac{1}{B} x^{\alpha_1} (1 - x)^{\beta_{v+1}} (1 + \gamma x^{\alpha_2})$$

IV.10 $$mer = C (1 - x)^{\beta_m}$$

avec
$$\alpha_1 = .3543 + .4122\ s$$
$$\alpha_2 = 1.576 + 2.017\ s$$
$$\beta_v = 3.833 + 2.868\ s$$
$$\gamma = 11.571$$

$$C = (.50758 + .23006\ s - .067345\ s^2)/2.8$$
$$\beta_m = 7.4172 - 1.138\ s + 13.22\ s^2 - 4.9656\ s^3 - 1.8588\ s^4$$
$$s = \ln (\ln (Q^2/\Lambda^2)/\ln(5/\Lambda^2)$$
$$\Lambda = 0.3\ GeV$$

Portons nos regards sur la figure IV.1 et commentons ces diverses paramétrisations :

B1. F2NS

Une première difficulté surgit : les déterminations 1 et 2 ne sont pas compatibles quoique F_{NS} soit dite avoir été déterminée (Réf IV.1) par F_2 - 1.7 mer .

La comparaison aux points expérimentaux (fig IV.2) ne conduit qu'à une incompréhension de l'équation IV1 que nous n'utiliserons donc

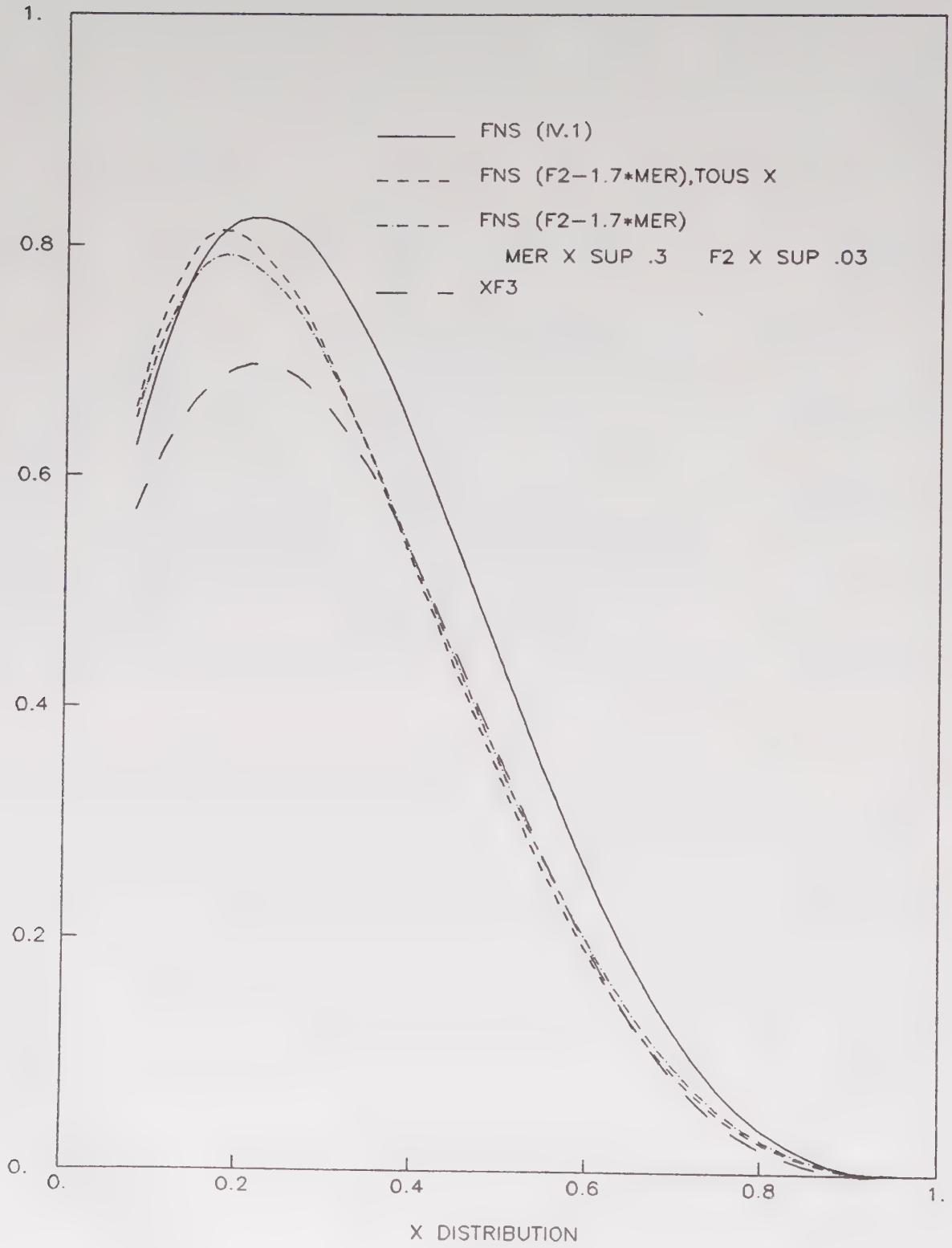


Figure IV.1 Diverses paramétrisations de F_{NS}

pas.

Par contre les déterminations 2 et 3 sont parfaitement cohérentes entre elles et avec les données.

Dans la suite lorsque nous aurons besoin de la partie valence de F_2 nous utiliserons donc la détermination 2.

Encore faut-il la connaître aux Q^2 qui nous intéressent. Nous nous servirons de la résolution des équations d'Altarelli Parisi pour les moments (voir chapitre III.§3c).

Nous pouvons nous conforter sur la validité tant de la méthode que de sa concordance avec l'expérience en regardant les anciens résultats CDHS (Réf IV.3). Il était alors publié deux paramétrisations de la valence.

IV.11 à $Q^2 = 5\ GeV^2$ $xF_3 = x^{0.56}\ (1 - x)^{2.71}$

IV.12 à $Q^2 = 20\ GeV^2$ $xF_3 = x^{0.51}\ (1 - x)^{3.03}$

et il fut aisé de vérifier que la résolution des moments en partant de IV.11 ($Q^2 = 5\ GeV^2$) pour obtenir la paramétrisation à $Q^2 = 20\ GeV^2$ aboutit à

IV 13 $$xF_3 = x^{0.506}\ (1 - x)^{3.01}$$

en parfait accord avec IV.12.

Afin de n'avoir pas à manipuler une expression aussi lourde (... et dont chacun des termes -pris séparément- divergent) que

IV.14 $1.1(1 - 3.7\ x)(1 - x)^{3.19} - 1.7 \times 0.52 \times (1 - x)^{8.54}$

qui est la formulation de la représentation 2 (F_{2NS}) nous ajustons IV14

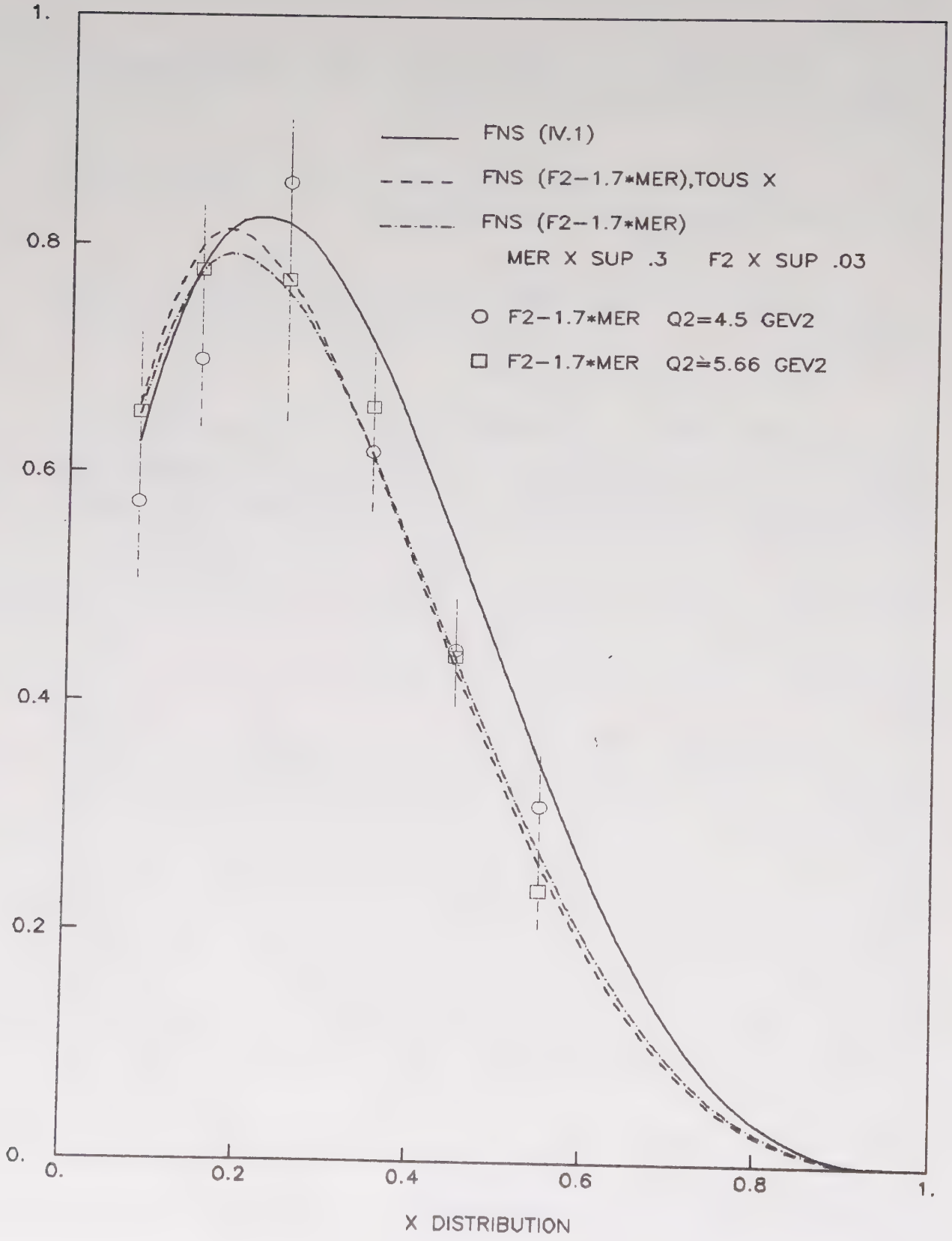


Figure IV.2 Comparaison des paramétrisations F_{NS} aux mesures expérimentales ν à $Q^2 \sim 5$ GeV^2

sous la forme

IV 15 $$x^{\alpha}(1-x)^{\beta}(1+\gamma x)$$

Pourquoi choisir cette forme au lieu de la traditionnelle

IV 16 $x^{\alpha}(1-x)^{\beta}$ souvent appelée "Buras Gaemers" et fort utilisée ?

La réponse provient de l'examen de la figure IV.3 montrant en pointillés la formule IV 1 (de type IV 15) et en trait plein son meilleur ajustement par une paramétrisation de type IV.16.

On peut se convaincre que si IV 15 passe par les points expérimentaux alors IV 16 ne saurait être une bonne paramétrisation ... surtout lorsque l'on cherche à observer des déviations fines aux fonctions de structure. (La preuve de la nécessité d'une paramétrisation IV 15 peut être apportée par l'examen du χ^2 obtenu pour représenter l'ensemble des points expérimentaux à tous Q^2, ce qui fut fait par la collaboration CDHS). On voit ici l'influence capitale de la paramétrisation choisie : sans la moindre parcelle de physique, il s'avère que si l'on ajuste des données par IV 15 et par IV 16 et que l'on fait le rapport (IV 15)/(IV 16) nous sommes conduits à des désaccords de plus de 30% aux grands x !

Nous choisissons donc une paramétrisation de F_{2NS} neutrinos sous la forme

$$x^{\alpha}(1-x)^{\beta}(1+\tilde{\gamma}x)$$

et nous calculons α, β et $\tilde{\gamma}$ pour 3 Q^2 différents :

IV 15a

Q^2	α	β	γ
5	0.44	3.51	2.81
20	0.40	3.90	3.83
40	0.39	4.02	3.90
80	0.375	4.12	4.15

(Λ = 0.2)

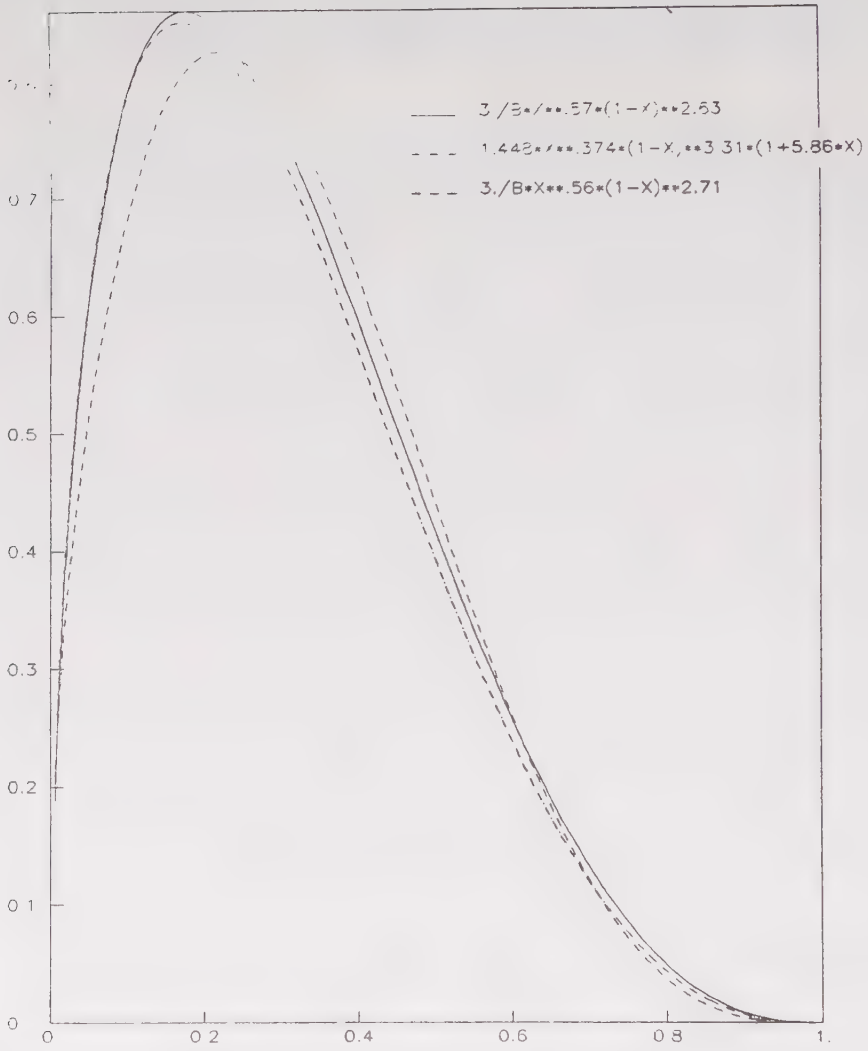


Figure IV.3 Comparaison des parametrisations

$x^{\alpha}(1 - x)^{\beta}$

$x^{\alpha}(1 - x)^{\beta}(1 + \gamma x)$

Il nous reste à séparer les contributions u et d comme il a été dit au chapitre III §3.2 (en égalant les 3 premiers moments).Nous obtenons pour u

IV 15b

Q^2	α	β	γ
20	0.41	3.67	3.70
40	0.40	3.77	3.71
80	0.38	3.87	3.97

Bien sûr pour la distribution d $\alpha' = \alpha$; $\beta' = \beta + 1$; $\gamma' = \gamma$

Nous vérifions que $u + d = F_{2NS}$ dont nous sommes partis : la figure IV 4 montre en pointillé la somme u + d et en trait plein F_{2NS}. Ceci met fin à toute vélléité de rigueur mathématique disant que l'on ne peut égaler une somme de 2 paramétrisations IV 15 à une seule autre : certes $\Sigma_{i=1,2} x^{\alpha_i} (1 - x)^{\beta_i} (1 + \gamma_i x)$ ne peut être égal à $x^{\alpha_3}(1 - x)^{\beta_3}(1 + \gamma_3 x)$ mais dans le cadre de la précision qui nous intéresse l'approximative égalité nous suffit amplement.

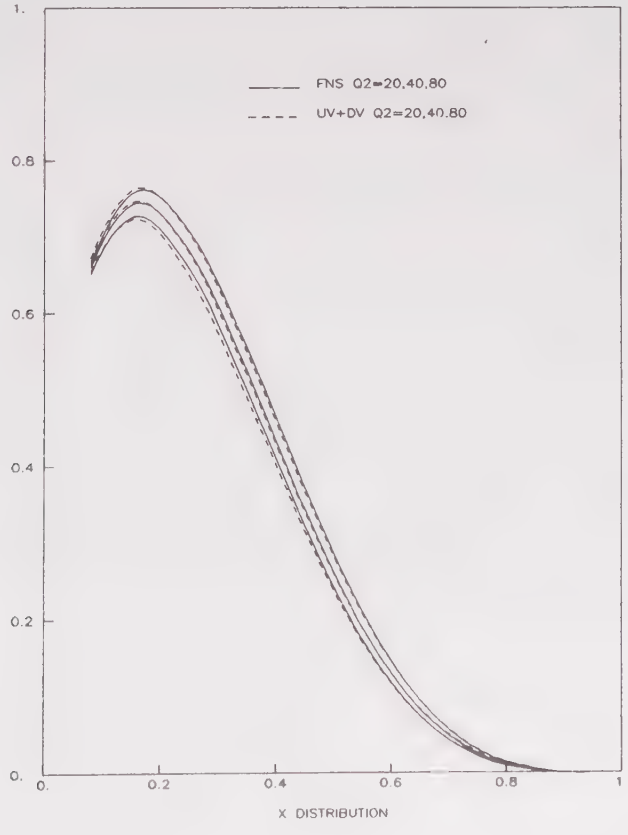


Figure IV.4 $u + d = F_{NS}$

Les figures IV.5 et IV.6 nous montrent le bon accord de nos représentations (en trait plein) avec les points expérimentaux "CDHS".

B2. xF_3

Nous avons moins de difficulté avec xF_3 puisque les paramétrisations 4 contiennent les violations d'invariance d'échelle et la séparation u/d.

Nous contrôlons la concordance de ces paramétrisations avec les points expérimentaux dans les figures IV.7 et IV.8 (trait plein = u + d = (IV 8) + (IV 9)).

C. La mer

Nous avons deux possibilités, l'une vient de la paramétrisation publiée IV 3, a $Q^2 = 5\ GeV^2$

$$q(x) = 1.7 \times 0.52 \times (1 - x)^{8.54}$$

l'autre utilise la paramétrisation 4.

1ère possibilité

Pour les Q^2 qui nous intéressent nous nous servirons à nouveau des équations d'Altarelli Parisi, confirmées par les résultats CDHS -encadré de la figure IV.9- ou l'on voit la dérivée de la distribution de mer par rapport au logarithme de Q^2, théorique et expérimentale.

Nous obtenons alors :

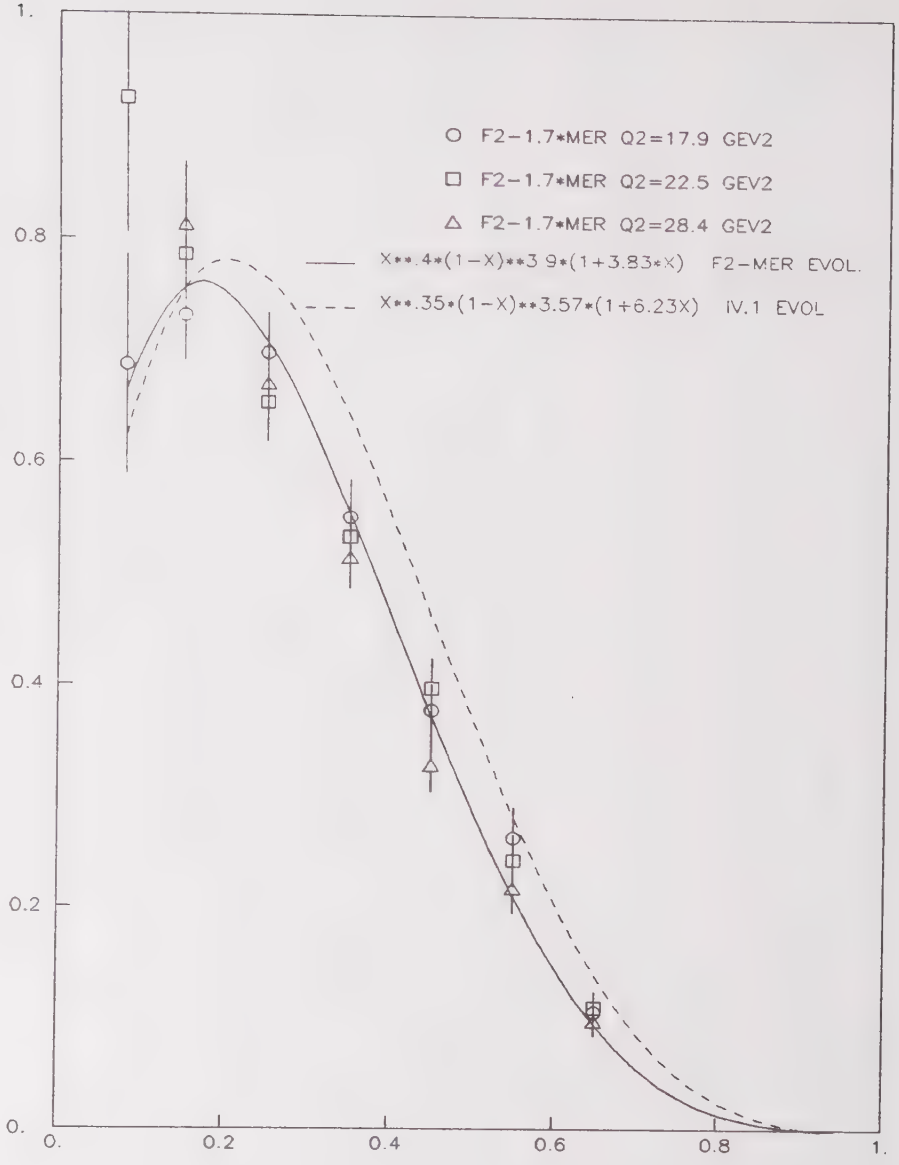


Figure IV.5 $F2_{NS}$ ν (petits Q^2)

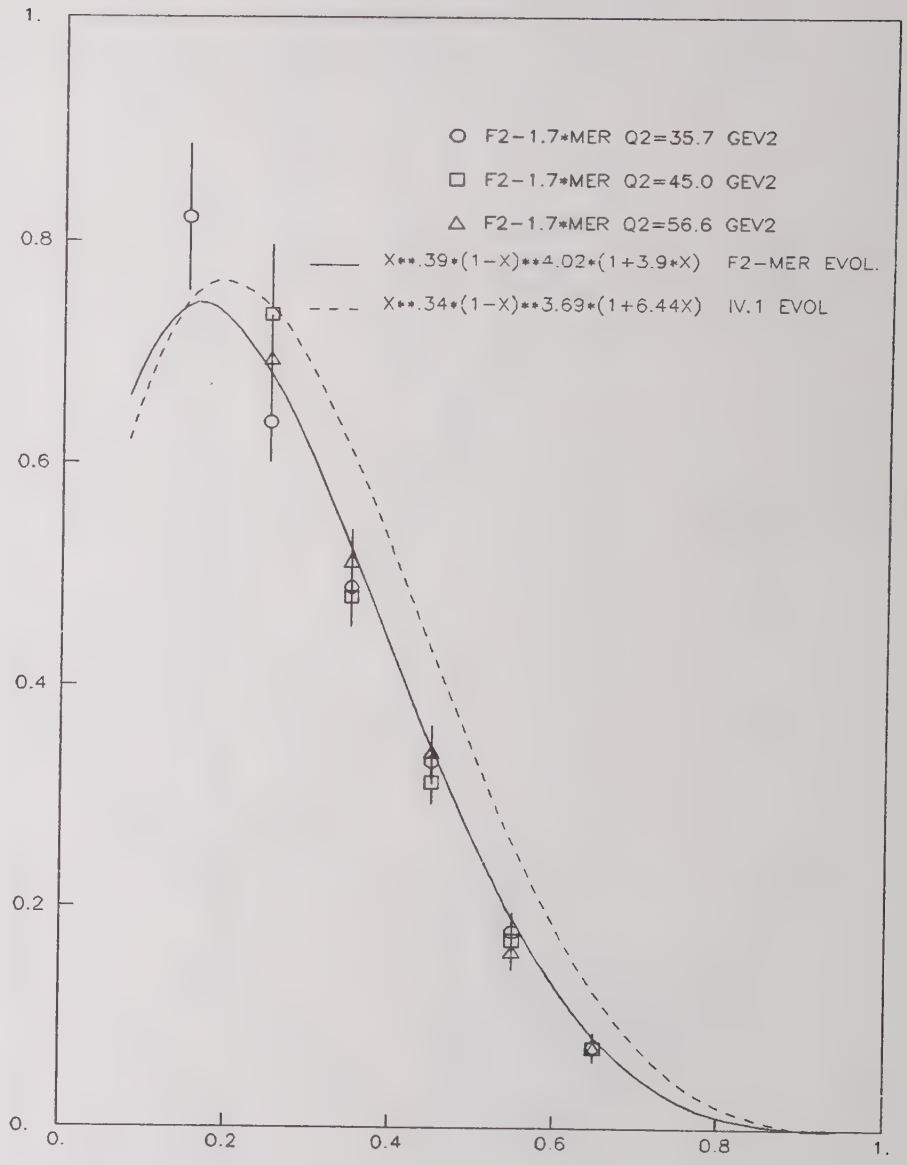


Figure IV.6 $F2_{NS}$ ν (grands Q^2)

-en trait plein la paramétrisation choisie

-en pointillés la paramétrisation IV.1 évoluée

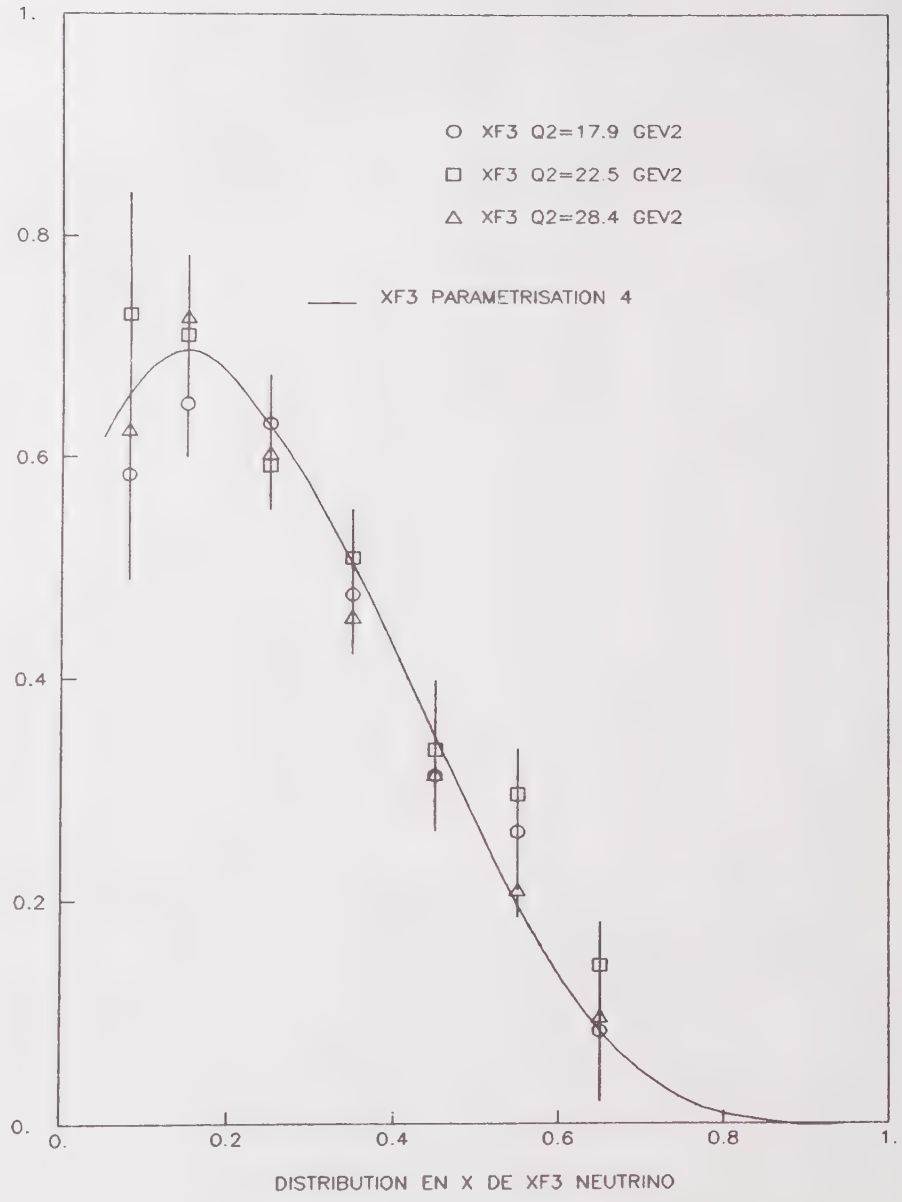


Figure IV.7 xF_3 ν (petits Q^2)

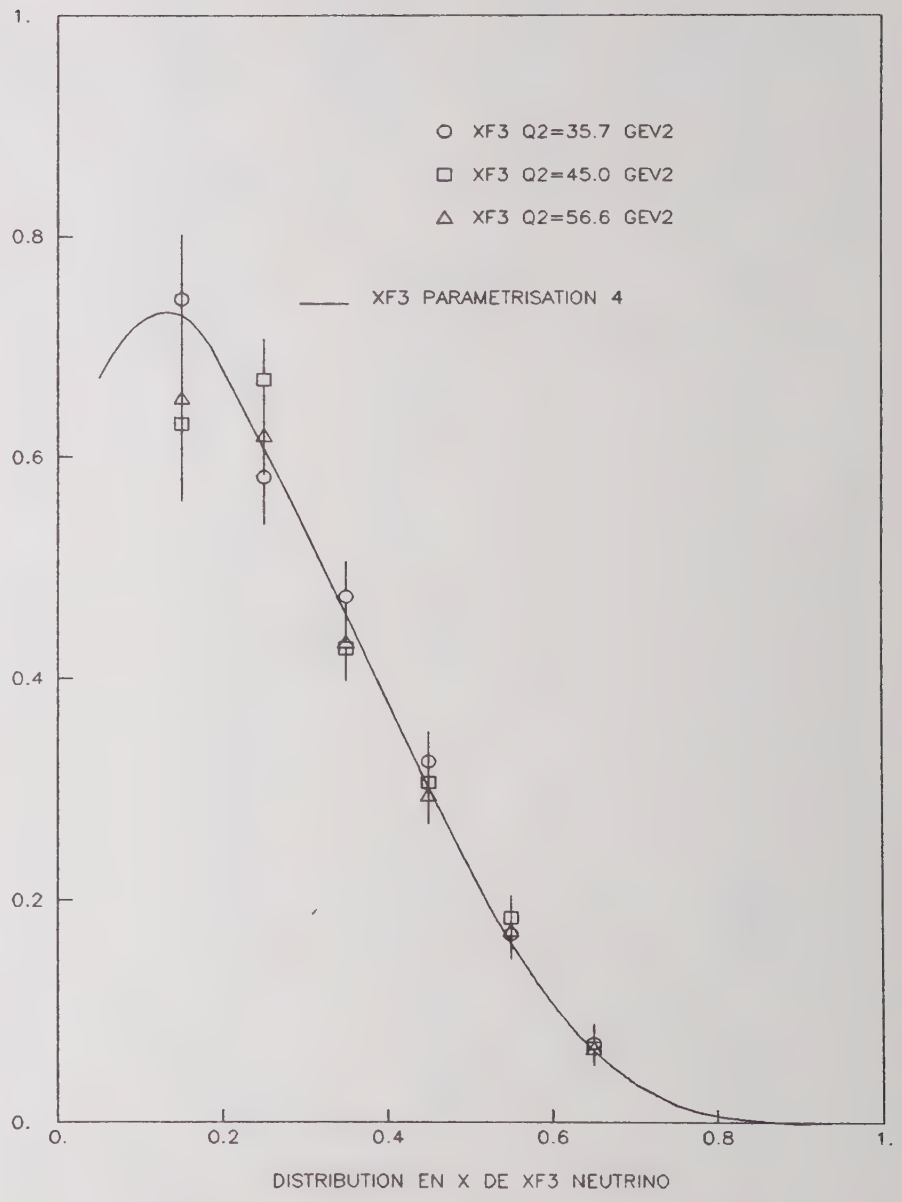


Figure IV.8 xF_3 ν (grands Q^2)

$$q(x) = (0.87 + 1.20\ s)\ (1 - x)^{8.54 + 2.5\ s}$$

$$\Lambda = 0.2\ \text{GeV}$$

Ajoutons que le coefficient gérant la variation de l'exposant en fonction de s c'est à dire 2.5 est une moyenne dans l'intervalle Q^2 (20,100 GeV^2). La linéarité n'est pas exacte : ce coefficient vaut 2.2 à Q^2 = 20 et 3.4 à Q^2 = 100 GeV^2. Mais là encore la précision des data n'est pas suffisante pour faire la différence....

2ème possibilité

Nous n'avons pas de problème d'évolution avec Q^2, la paramétrisation 4 représentant également les violations d'invariance d'échelle.

Les figures IV 10 et IV 11 montrent les points expérimentaux et les deux possibilités évoquées précédemment. Les erreurs sont telles qu'il est difficile d'avoir une préférence marquée. Nous serons donc conduits à tester l'influence de la méconnaissance de la mer en utilisant successivement l'une ou l'autre possibilité.

D. Présentation de la comparaison/rejet des contaminations

Le lecteur ayant bien conscience que dans le cadre du modèle de Drell Yan, la paire de muons est produite sans impulsion transverse, notre problème de comparaison est donc un problème à 2 variables si nous ne nous intéressons pas à la dépendance angulaire de la désintégration du photon virtuel.

Nous avons à notre disposition les variables (redondantes-!) x_1, x_2, masse, x_F, y...

$$y = .5\ \ln\left(\frac{E + p_\ell}{E - p_\ell}\right) \qquad x_F = \frac{2p_\ell}{\sqrt{s}} = x_1 - x_2$$

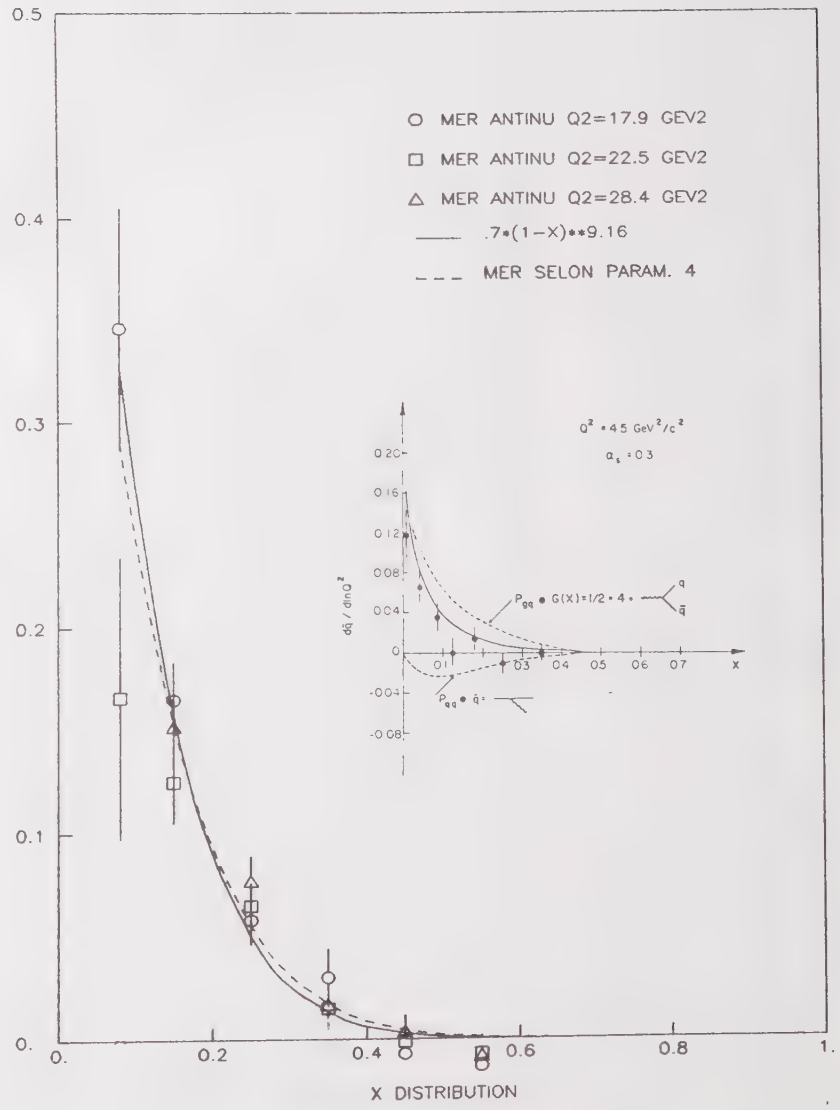


Figure IV.9 Mer $\bar{\nu}$ (petits Q^2)

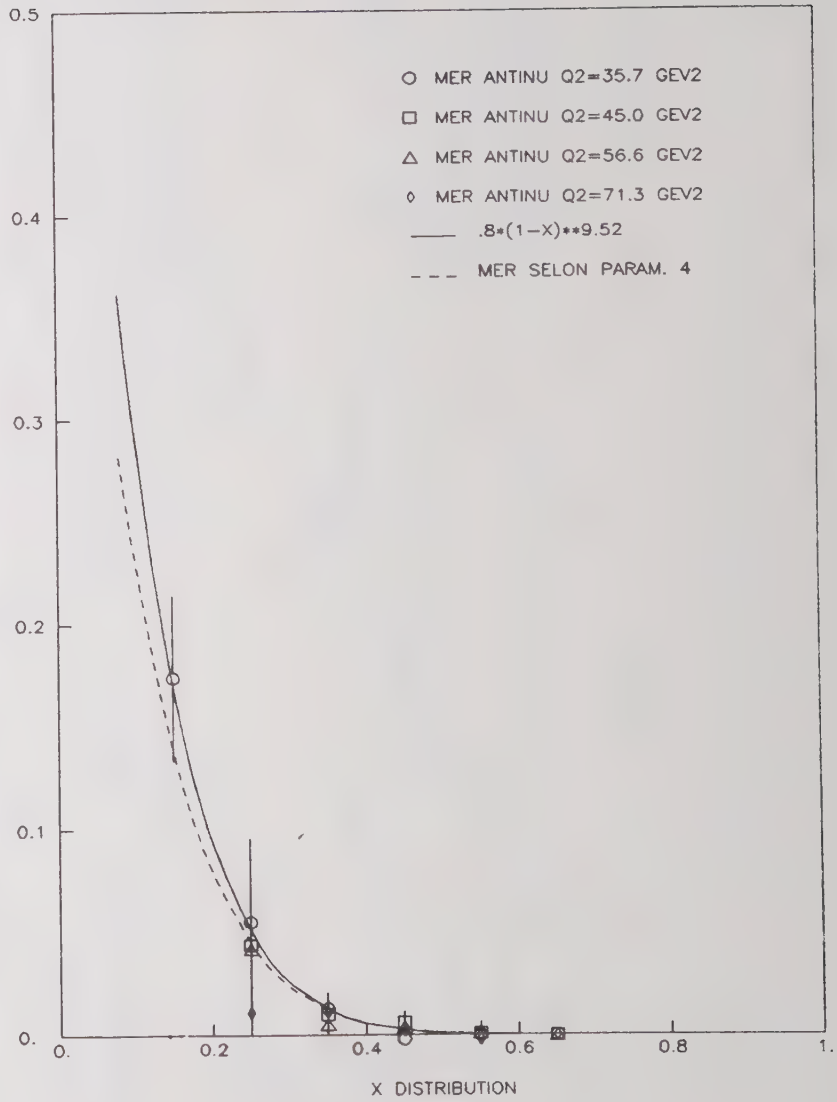
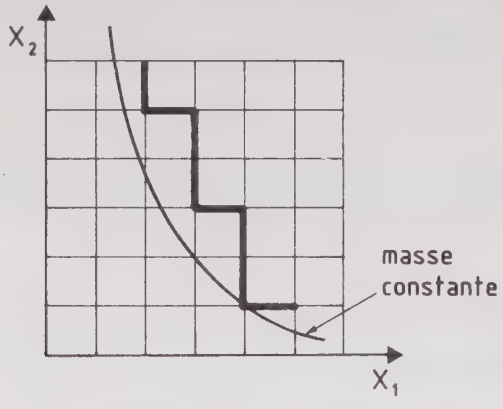


Figure IV.10 Mer $\bar{\nu}$ (grands Q^2)

[Les différentes définitions de x_F sont évoquées dans l'annexe 1.]

Tout choix de présentation peut sembler arbitraire. Toutefois nous avons préféré x_F et masse pour les raisons suivantes :

-nous devons sélectionner en masse nos data, afin de ne conserver dans notre lot que les événements non contaminés par les résonances hadroniques ψ, ψ', Υ. A cet effet nous nous limiterons aux dimuons ayant une masse comprise entre 4.5 GeV et 8.5 GeV. Un choix ayant délaissé la masse comme variable aurait entraîné des problèmes de découpage de cellules ou une coupure en escalier, non franche en masse.



-nous devons ne retenir que les événements à x_F positif afin d'éviter trois problèmes :

*contamination hadronique

*réinteractions dans la cible qui peuplent préférentiellement les x_F négatifs.

*chute violente de l'acceptance vers les x_F négatifs. (Acceptance = 0 pour $x_F < -.2$).

Détaillons quelque peu les deux premiers points.

D1. Contamination hadronique

Les paires de muons observées peuvent provenir de la désintégration leptonique de hadrons (π^+,π^-,K^+,K^-). Si $N^+(N^-)$ particules positives (négatives) susceptibles de se désintégrer en muon sont

produites dans une interaction, le nombre de paires de muons de signes opposés est proportionnel à N^+N^- et le nombre de signes paires de muons de même signe est égal à $\frac{1}{2}(N^+)(N^+ - 1) + \frac{1}{2}(N^-)(N^- - 1)$

A l'énergie à laquelle nous travaillons nous avons N grand et $N^+ \sim N^-$ (peu d'effet de dominance de charge, le faisceau est un faisceau de protons et la contamination provient de mésons).

Ceci entraîne que les paires de muons de signe opposé du processus Drell Yan que nous étudions sont polluées par un lot d'événements identique à celui des muons de même signe que nous observons.

Nous pouvons donc connaître cette contamination en portant notre attention à ce dernier lot ($\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$).

Ce faisant nous voyons que dans les coupures réalisées ($x_F > 0$, $m > 4.5$) nous sommes en présence de 150 événements ++ ou --, parfaitement négligeables devant nos 30 000 paires +-.

Les distributions en x_F et masse de ces ++/-- sont montrées en fig IV.11,12 et sont assez dispersées pour ne pas contaminer quelques cellules particulières du plan x_F masse.

D2. Contamination par les réinteractions dans la cible

Ce problème, plus compliqué que le précédent est traité dans l'annexe III. Il vient de ce que, dû à la longueur d'interaction de notre cible, des paires de muons créées ont pu l'être par un proton ayant subi une première interaction hadronique lui ayant fait perdre une fraction de son moment initial.

Le modèle extrême utilisé dans l'annexe III entraîne qu'environ 7% des paires de muons observées proviennent de cette cause.

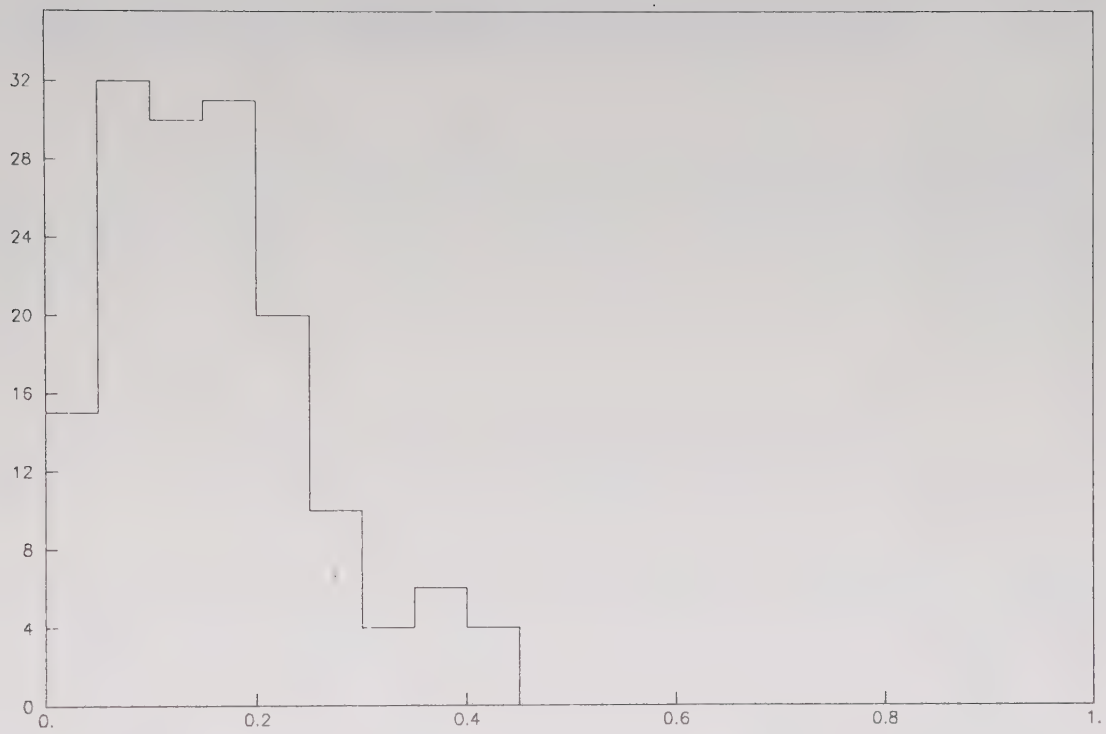


Figure IV.11 Distribution en X_F des di-muons de même signe

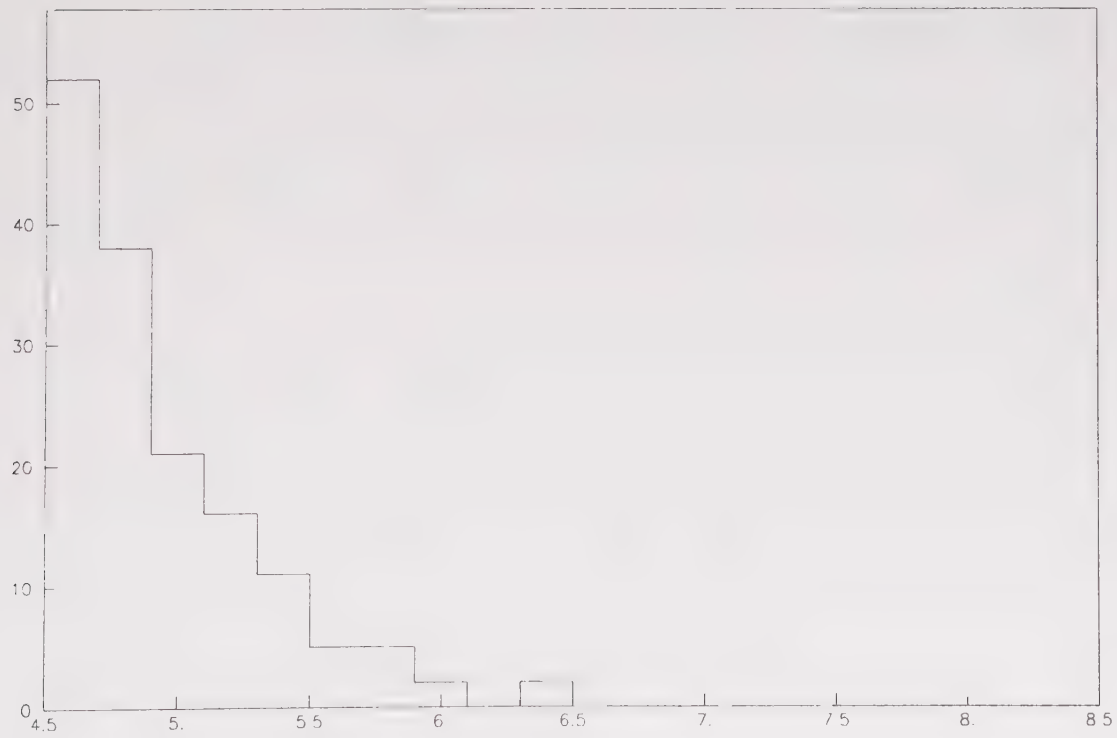


Figure IV.12 Distribution en masse des di-muons de même signe

Par chance les caractéristiques cinématiques de ces paires de muons ne sont pas par trop différentes des autres paires et il ne saurait résulter un biais important de notre analyse par cet effet.

E. Confrontation de nos données aux prédictions théoriques.

Les comparaisons successives aux différents modèles sont toutes effectuées sur les data "corrigés d'acceptance". La correction d'acceptance consiste à définir pour chaque bin i, j (x_{Fi} $masse_j$) le rapport

$$\text{acceptance} = A_{ij} = \frac{NA_{ij} = \text{nombre d'événements acceptés } (i,j)}{NG_{ij} = \text{nombre d'événements générés } (i,j)}$$

où bien sûr NA_{ij} et NG_{ij} ont été déterminés pour chaque cellule grâce au programme de simulation décrit au chapitre II, dans lequel nous avons injecté par itérations des fonctions de structure proches de celles observées afin de prendre en compte les problèmes de résolution.

Le nombre d'événements réels "corrigés" d'acceptance NR_{ij}, observés dans la cellule ij est alors égal à

$NR_{ij} = \frac{NV_{ij}}{A_{ij}}$ où NV_{ij} est le nombre d'événements vus par notre appareillage.

E1. Comparaison au modèle de Drell Yan naïf

A titre "historique" nous présentons dans la figure IV.13 cette comparaison. Nous disons "historique" car il est maintenant passé dans les us et coutumes d'utiliser pour les prédictions au modèle de Drell Yan même naïf, des fonctions de structure tenant compte des violations d'invariance d'échelle.

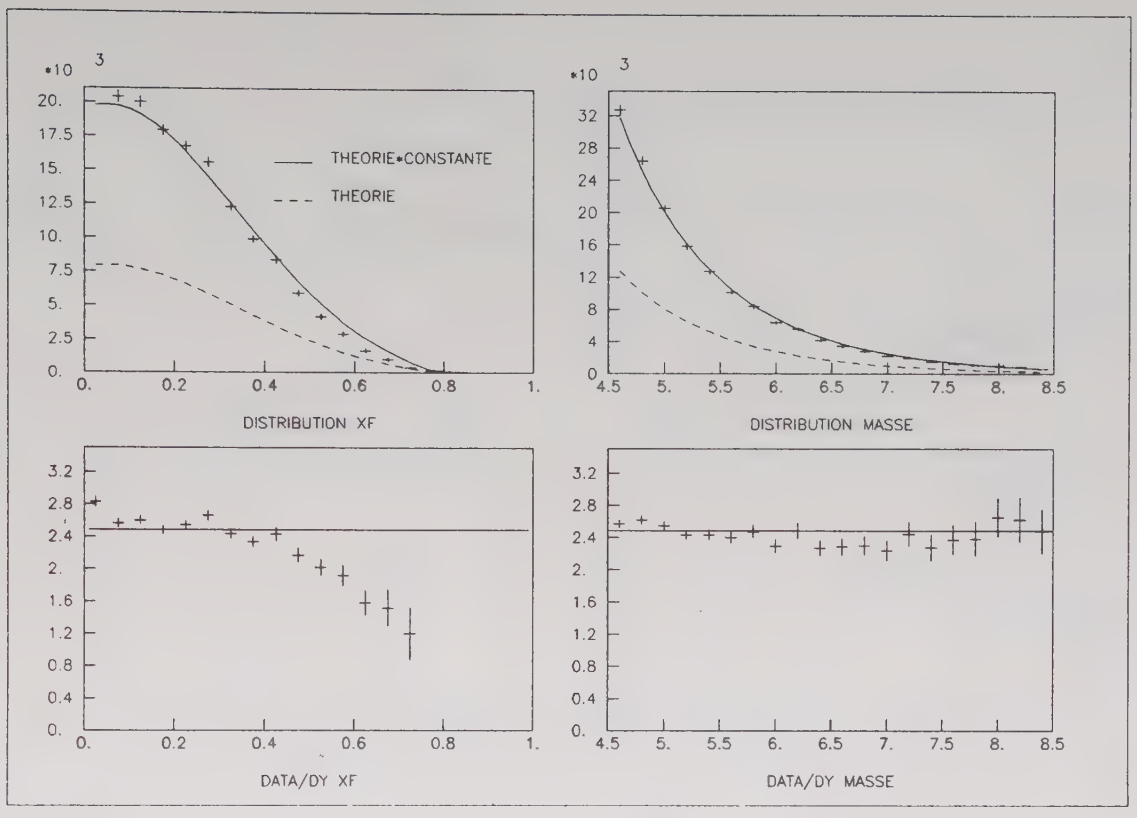
Ici il n'en est rien et nous avons "injecté" dans notre modèle les distributions suivantes

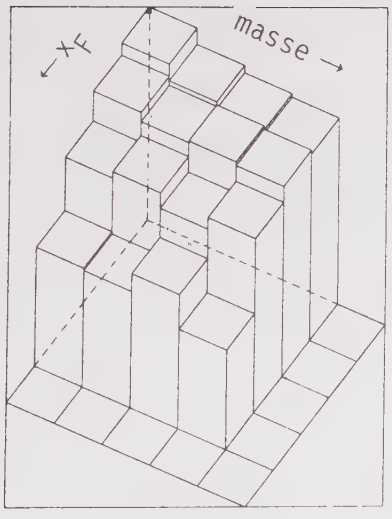
$$U_V = \frac{2}{B} x^{0.51} (1-x)^{2.80} \quad \text{(equation IV12 après séparation u d)}$$

$$\text{mer} = .2\ (1 - x)^8$$

sans aucune évolution avec Q^2.

A la normalisation près, l'accord n'est pas si mauvais, principalement suivant la masse. Par contre la distribution en x_F est telle que l'on serait tenté de dire que le facteur K varie de plus de 100%, de 2,7 à 1,2 !





X_F	0.0		0.2		0.4		0.6		0.8
M	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	
7.7									
	2.37	.12	2.42	.12	2.22	.18	1.27	.33	
6.9									
	2.42	.08	2.47	.08	2.07	.12	1.70	.30	
6.1									
	2.51	.05	2.45	.06	2.27	.09	1.48	.18	
5.3									
	2.72	.04	2.56	.04	2.18	.07	1.51	.18	
4.5									

E2 Comparaison au modèle de Drell Yan "LD"

Nous avons vu au chapitre III que l'utilisation dans le modèle de Drell Yan de fonctions de structure dépendant de Q^2 est équivalente au calcul du Drell Yan naïf modifié par les effets de la CDQ au logarithme dominant (LD).

Le plus simple pour faire cette comparaison est d'utiliser les fonctions de structure IV 8, 10 (xF_3) car la dépendance en Q^2 a été ajustée.

D'où ici :

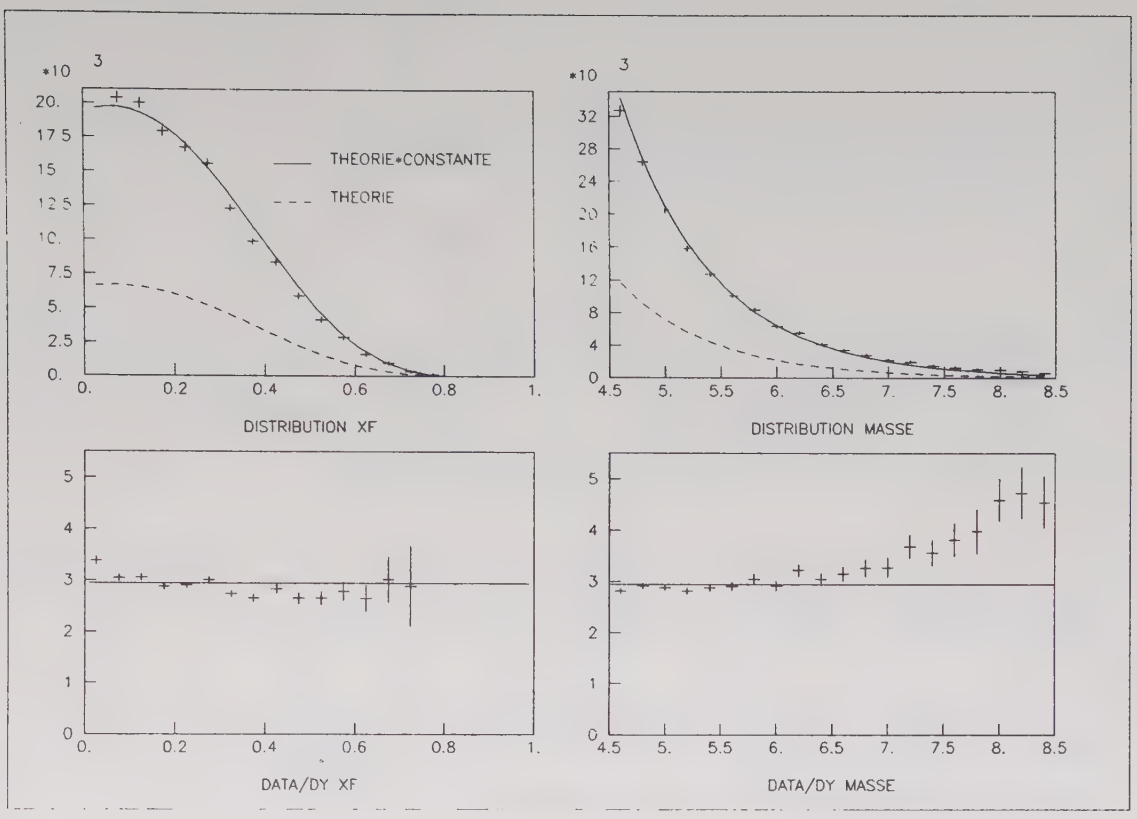
$$u_v = \frac{2}{B}\, x^{.3543 + .4122\, s}\,(1-x)^{3.833 + 2.868\, s} \cdot (1+11.571\, x^{1.576 + 2.017\, s})$$

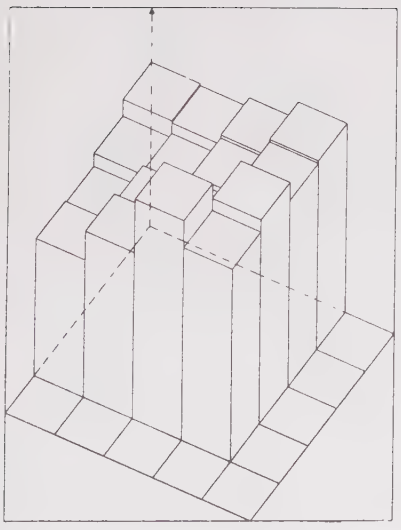
$$mer = \frac{1}{2.8}(.51+.23\, s - 0.67\, s^2)\,(1-x)^{7.4-1.1\, s + 13.2\, s^2 - 5\, s^3}$$

$s = \ln(\ln Q^2/\Lambda^2)/\ln(5/\Lambda^2))$

$\Lambda = .\ 3$ GeV.

L'accord en fonction de x_F s'est nettement amélioré mais la distribution en masse montre cette fois que le facteur K varie de 3 à 4.5 suivant cette variable.





X_F	0.0		0.2		0.4		0.6		0.8
M	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	
7.7									
	3.51	.18	3.46	.17	3.79	.30	3.56	.93	
6.9									
	3.19	.10	3.13	.10	3.04	.17	4.07	.71	
6.1									
	3.01	.07	2.82	.07	2.91	.12	3.08	.38	
5.3									
	3.05	.04	2.74	.05	2.50	.08	2.54	.31	
4.5									

E3a Comparaison au modèle de Drell Yan corrigé
ler ordre complet de CDQ

Nous avons expliqué au chapitre III que les fonctions de structure de valence à utiliser doivent être extraites de F_{2NS} pour des principes de cohérence entre les corrections calculées au modèle de Drell Yan et celles de la diffusion inélastique.

Nous utiliserons donc l'ensemble IV 15 b extrait de IV2, 4 pour la zone cinématique qui nous occupe ; soit :

$$\begin{aligned} \text{i} \quad u_v &= x^{0.41}\,(1-x)^{3.67}\,(1+3.70x) \quad Q^2 = 20\ \text{GeV}^2 \\ \text{ii} \quad &= x^{0.40}\,(1-x)^{3.77}\,(1+3.71x) \quad Q^2 = 40\ \text{GeV}^2 \\ \text{iii} \quad &= x^{0.38}\,(1-x)^{3.87}\,(1+3.97x) \quad Q^2 = 80\ \text{GeV}^2 \end{aligned}$$

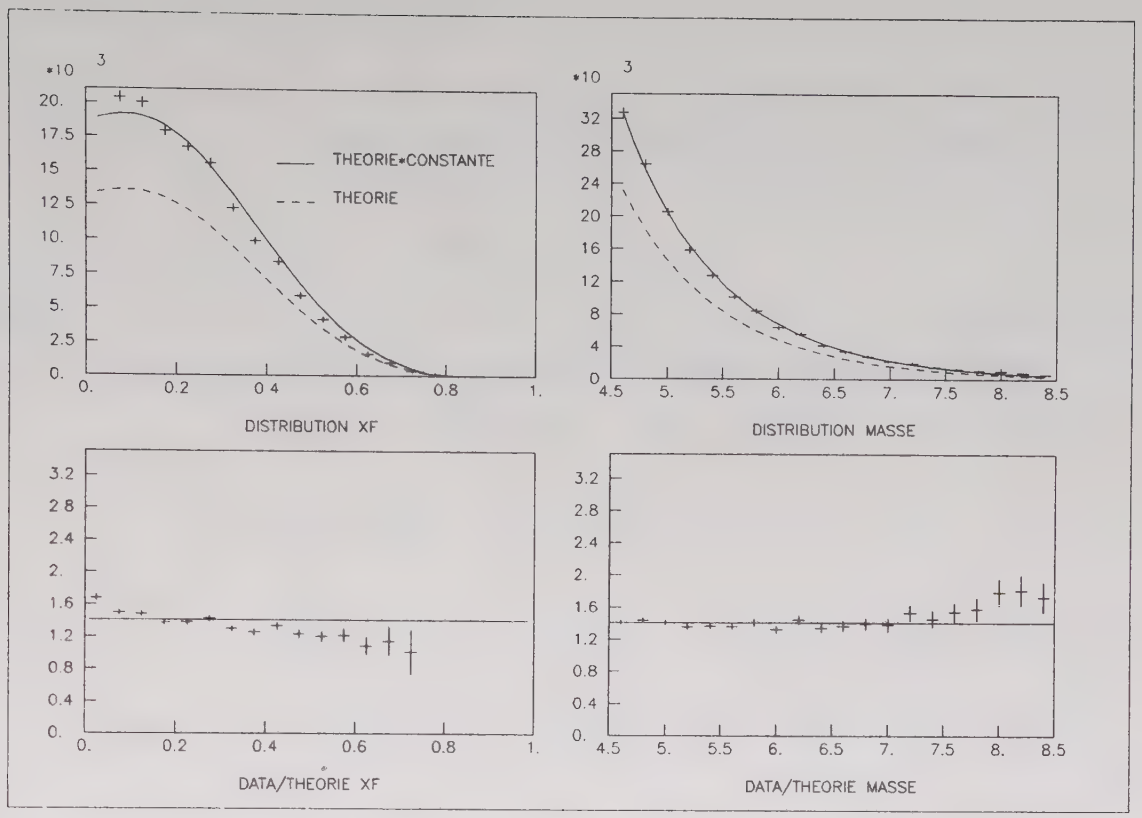
$$\text{mer} = x^{0.87 + 1.20\,s}\,(1-x)^{8.54 + 2.5\,s}$$

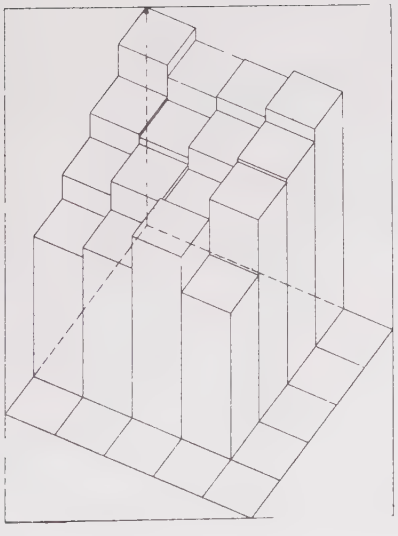
$$s = \ln\left(\ln\left(Q^2/0.04\right)/\ln(5./.04)\right)$$

Pour toute valeur de u_v à des Q^2 entre 20 et 40 (entre 40 et 80) nous interpolons linéairement en s les valeurs trouvées grâce à i et ii (à ii et iii).

Comme de juste le rapport $R = \frac{\sigma\ \text{experimental}}{\sigma\ \text{théorique}}$ (ne l'appelons plus facteur K) est beaucoup moins élevé (1,7 fois moins nous l'avons vu au chapitre III). Toutefois il n'est pas égal à l'unité mais à 1.4 et l'on serait tenté d'invoquer l'exponentiation de la correction de vertex qui ferait baisser d'environ 15% ce rapport pour nous estimer satisfait. Cette vue serait un peu partiale car la valeur absolue de la prédiction dépend considérablement de la forme de la mer (du fait de notre acceptance partielle) transportée par les nucléons, quantité trop mal déterminée pour se réjouir de l'accord évoqué précédemment.

De plus ce rapport R varie toujours d'environ 30% entre les petits et les grands x_F.





X_F	0.0		0.2		0.4		0.6		0.8
M	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	
7.7									
	1.52	.08	1.44	.07	1.44	.11	1.06	.28	
6.9									
	1.46	.05	1.38	.05	1.26	.07	1.34	.23	
6.1									
	1.44	.03	1.31	.03	1.31	.05	1.12	.14	
5.3									
	1.53	.02	1.34	.02	1.22	.04	1.07	.13	
4.5									

E3b Comparaison au modèle de Drell Yan corrigé
ler ordre complet CDQ

Il s'agit exactement de la même comparaison qu'à la page précédente mais avec une paramétrisation différente de la mer. En effet au §c, nous avons évoqué l'impossibilité de "départager" les deux représentations que nous avons rencontrées pour la mer.

Nous utilisons donc toujours la même valence :

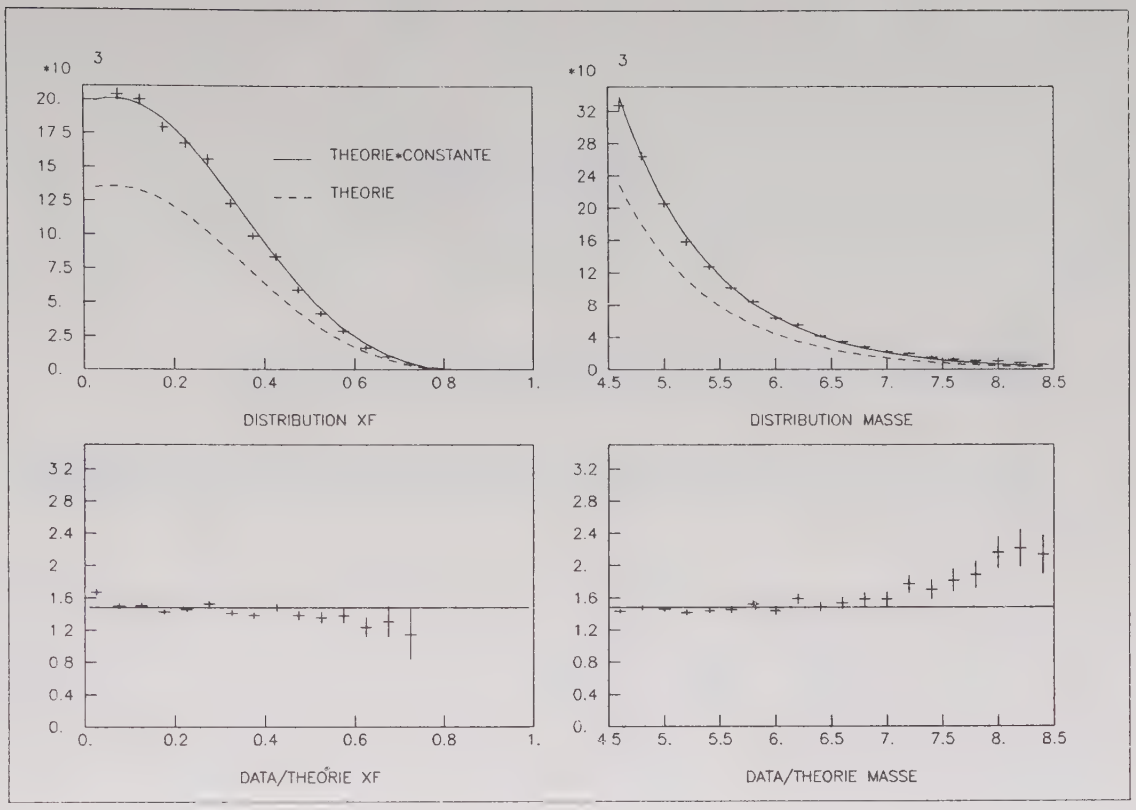
$$\text{i} \quad u_v = x^{0.41} (1-x)^{3.67} (1 + 3.70\ x) \quad Q^2 = 20\ \text{GeV}^2$$
$$\text{ii} \quad = x^{0.40} (1-x)^{3.77} (1 + 3.71\ x) \quad Q^2 = 40\ \text{GeV}^2$$
$$\text{iii} \quad = x^{0.38} (1-x)^{3.87} (1 + 3.97\ x) \quad Q^2 = 80\ \text{GeV}^2$$

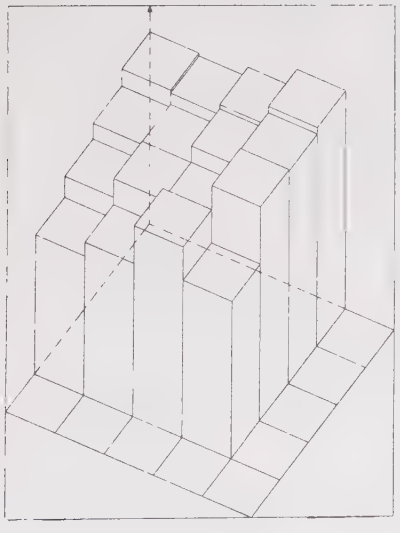
mais cette fois la mer IV 10

$$\text{mer} = \frac{1}{2.8}(.51 + .23\ s - .67\ s^2)\ (1 - x)^{7.4 - 1.1\ s + 13 s^2 - 5 s^3}$$

Nous obtenons un accord plutôt plus mauvais qu'à la page précédente, principalement en fonction de la masse ceci est une première idée de la sensibilité de nos data à la distribution de la mer. Nous y reviendrons.

Pour n'être pas violent le désaccord observé entre nos données et les prédictions théoriques nous invite à nous questionner sur les fonctions de structure que nous aurions obtenues si nous ignorions celles mesurées dans la diffusion inélastique de leptons. Ceci fera l'objet de la 2ème partie de ce chapitre.





X_F	0.0		0.2		0.4		0.6		0.8
M	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	
7.7									
	1.72	.09	1.69	.08	1.72	.14	1.28	.34	
6.9									
	1.57	.05	1.56	.05	1.46	.08	1.58	.27	
6.1									
	1.49	.03	1.43	.03	1.47	.06	1.29	.16	
5.3									
	1.51	.02	1.41	.02	1.34	.04	1.20	.14	
4.5									

Deuxième partie

DETERMINATION DE NOS PROPRES FONCTIONS DE STRUCTURE

Tous les résultats qui suivent ont été obtenus par ajustement du maximum de vraisemblance grâce au programme MINUIT.(Ref IV.5)

Afin de nous débarrasser des violations de scaling nous ajustons les données à notre disposition entre 4.5 et 6.5 GeV de masse. Vu la décroissance rapide de la distribution en masse ceci est une bonne approximation de la détermination des fonctions de structure à un Q^2 fixé de 25 GeV^2.

Nous extrayons des fonctions de structure comme si le modèle de Drell Yan à l'approximation du logarithme dominant était valide (à Q^2 fixé ceci revient de fait à utiliser le modèle DY naïf). Ceci est justifié car les prédictions du 1er ordre complet de CDQ ne sont que

$$\text{DY 1er ordre} = K(x_1 x_2) * \text{DY "LD"} \sim K_{\text{constant}} * \text{DY "LD"}$$

la variation prédite du facteur K étant beaucoup plus faible que celle montrée au §E de la première partie. Ceci est mis en évidence dans la figure IV 16.

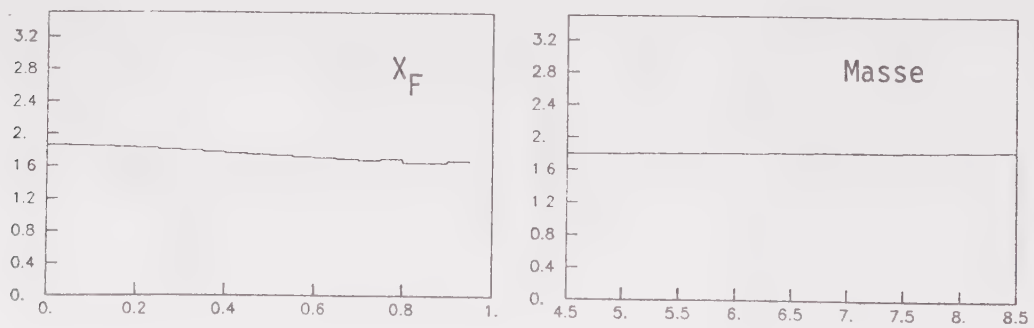


Fig IV 16. Prédictions théoriques 1er ordre CDQ des déviations au modèle de DY "LD"

Utilisant les paramétrisations habituelles

$$u(x) = \frac{2}{B} x^{\alpha} (1-x)^{\beta} (1+\gamma x)$$

$$mer = C(1-x)^{\beta_m}$$

et laissant les quatres paramètres libres (mais $\alpha < .10$)nous obtenons

IV.16 $\alpha = .10 \pm .25$ $\beta = 3.85 \pm .11$ $\gamma = 10.5 \pm 2.7$ $\beta_m = 8.91 \pm .31$

En n'imposant plus $\alpha < .10$ nous pouvons aussi bien obtenir

IV 17 $\alpha = .016$ $\beta = 3.84$ $\gamma = 56.8$ $\beta_m = 8.85$

Pour se rendre compte de la qualité du fit nous avons utilisé pour obtenir IV17 la minimisation du χ^2.
Le χ^2 de IV 17 est quasiment identique à celui obtenu avec :

IV 18 $\alpha = .26$ $\beta = 3.85$ $\gamma = 3.72$ $\beta_m = 8.90$

Les choses s'améliorent un peu si nous ajustons l'ensemble de nos data de 4.5 à 8.5 GeV. Le $\langle Q^2 \rangle$ est alors de 30 GeV^2 .

IV 19 $\alpha = .13 \pm .09$ $\beta = 3.75 \pm 0.9$ $\gamma = 8.51 \pm 3.95$ $\beta_m = 8.5 \pm .2$

Remarquons que : i) quand $x \to 0$, $u(x) \to x^{\alpha}$ et un α de .1 est bien loin du $\sqrt{x}$ habituel

ii) si l'on ajuste en "Buras Gaemers" ($\gamma=0$) nous obtenons $\alpha = .60$, $\beta = 3.59$, $\beta_m = 9.03$

Nous trouvons donc que ce comportement de la distribution u(x) pour $x \to 0$ dépend complètement de la paramétrisation choisie. Cette imprécision est confirmée par les importantes erreurs sur α, γ (portées dans IV.19)

que nous extrayons (équation IV.19)

Pour tenter de clarifier les choses nous comparons dans la figure IV.17 la fonction de structure que nous extrayons avec celle de la diffusion inélastique (équation IV.8 pour $Q^2 = 30\ GeV^2$).

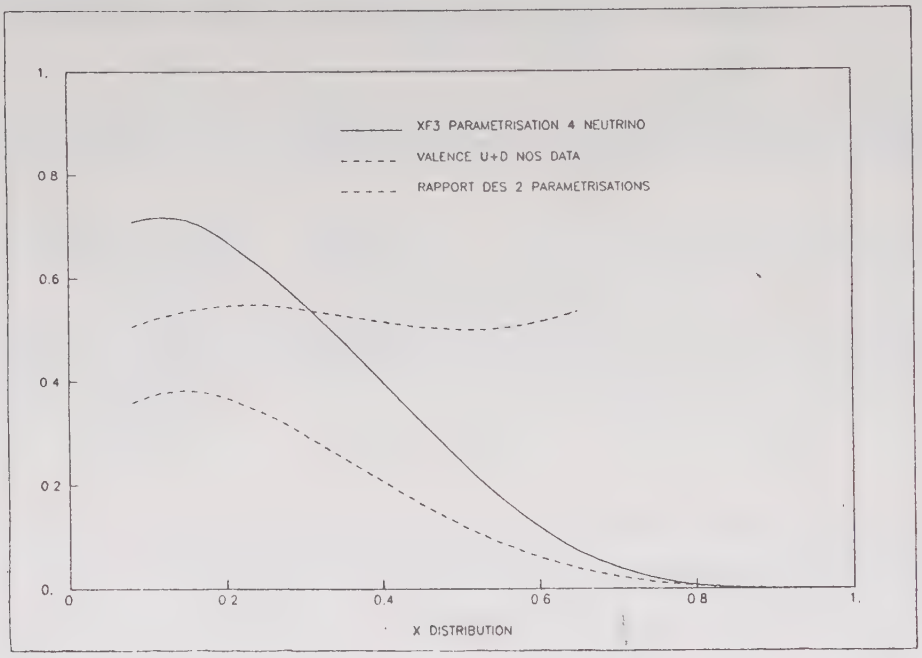


Fig IV.17

Que se passe-t-il ? Ces courbes ne semblent avoir que peu en commun.

Pourtant le rapport des deux paramétrisations est approximativement plat : la forme des deux courbes est donc la même, il y a simplement un facteur de normalisation !

On a d'ailleurs peine à croire que les deux distributions sont normalisées de la même manière par :

$$\int \frac{u(x)}{x}\, dx = 2$$

Ce qui arrive en réalité est que les deux fonctions sont

identiques entre x = .1 et x = .8 mais diffèrent à petit x du fait du désaccord entre les 2 paramètres α utilisés.

Or la moitié de l'intégrale ci-dessus provient de la contribution des x compris entre 0. et 0.05

La normalisation est donc entièrement déterminée par α. Essayons de comprendre l'origine du désaccord.

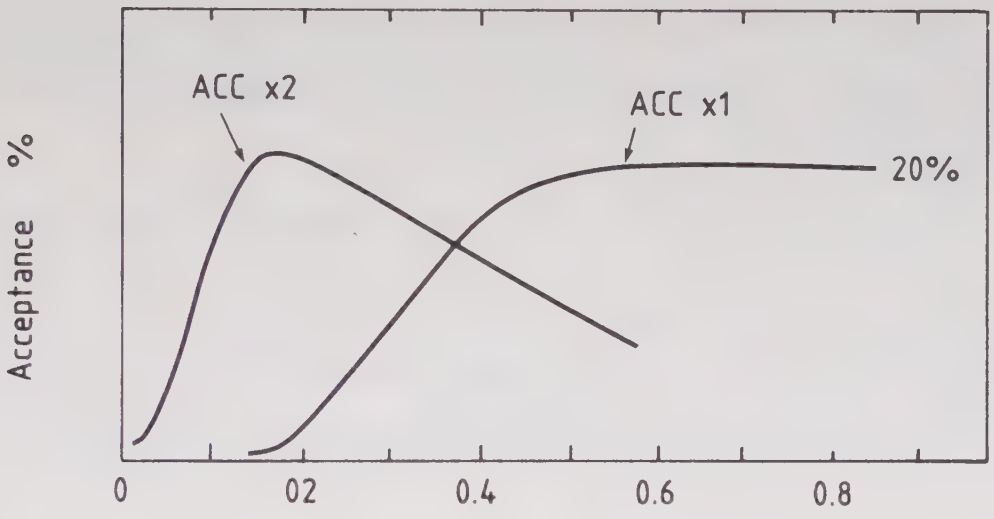


Fig IV.18 Notre acceptance projetée en X1 et en X2

La figure IV 18 montre nos acceptances en x_1 et en x_2 On peut voir que l'acceptance en x_1 est fortement décalée vers les grands x par rapport à l'acceptance en x_2. Cette acceptance en x_1 n'a de valeur non négligeable qu'à partir de x = 0.25, entraînant que la contribution de la mer pour la variable x_1 est négligeable. Comme nous avons des annihilations mer valence, la mer sera plutôt décrite par la variable x 2.

Une compréhension un peu grossière de la production de paire de muons consiste à dire que la variable x_1 décrit la valence du

projectile et la variable x_2 la mer du noyau de platine cible.

Nous comprenons maintenant l'impossibilité que nous avons de déterminer le paramètre α qui décrit le comportement de la distribution à des petits x, zone cinématique à laquelle nous n'avons pas accès.

Les valeurs de ce paramètre que nous pouvons tirer de nos data sont alors parfaitement arbitraires, dépendant de la paramétrisation choisie à travers la condition de normalisation.

Concluons ce sujet en remarquant l'identité des distributions de valence que l'on extrait dans la diffusion inélastique et dans le mécanisme Drell Yan, pour x compris entre .1 et .7.

On peut se pencher maintenant sur la détermination de la mer.

Une corrélation existant entre α valence et β mer (-.84) et cet α n'étant pas connu de nous, la meilleure connaissance de la mer doit être obtenue en injectant la distribution de la valence neutrino (équation IV 8, 9) et en ajustant le paramètre β_m (mer = $(1-x)^{\beta_m}$) :

$$\beta_m = 7.5 \pm .3 \text{ pour } 4.5 < \text{masse} < 6.5 \text{ GeV}$$

$$\beta_m = 8.5 \pm .5 \text{ pour } 6.5 < \text{masse} < 8.5$$

Nous pouvons également imposer une forme de la mer proportionnelle à

$$(1-x)^{\beta_m + \delta s}$$

avec $s = \log(\log(Q^2/.04)/\log(5./.04))$

alors $\beta_m = 6.59$; $\delta = 3.47$

Il serait bien intempestif de prétendre avoir observé les violations d'invariance d'échelle de la mer. En effet la croissance du coefficient β_m en fonction de Q^2 n'est que le reflet de la croissance

du coefficient β de la valence (imposée par les équations IV8, 9) par coefficient de corrélation interposé (corrélation de .6 entre β valence et β mer).

Récapitulons :

VALENCE Diffusion Inélastique ν $\simeq$ VALENCE Drell-Yan

MER Drell-Yan α $(1 - x)^{7.5}$ à $\langle Q^2 \rangle = 25$ GeV^2

CONCLUSION

La mesure simultanée de la valence et de la mer du proton a permis d'apporter la preuve de l'identité aux erreurs expérimentales près, des fonctions de structure de valence extraites grâce à la diffusion inélastique de leptons et au mécanisme Drell Yan.

Cette identité restaure la belle simplicité de l'interprétation des fonctions de structure en terme de distributions de la fraction d'impulsion transportée par les quarks.

Le léger désaccord observé sur la mer est plutôt dû à la difficulté de son extraction dans la diffusion inélastique qu'à une non validité du modèle des partons.

Les complications entraînées par l'introduction des corrections de la chromodynamique quantique dans le Drell-Yan ont leur équivalent dans la DIL et aucun des deux procédés ne saurait être estimé plus fondamental.

La production de paires de muons dans les collisions hadroniques doit donc être considérée comme un outil tout aussi efficace de l'exploration de la structure interne des hadrons que la diffusion inélastique.

ANNEXE 1

1 Passage de $\frac{d^2\sigma}{dQ^2\, d\hat{t}}$ à $\frac{d^2\sigma}{dQ^2\, dy}$

Rappel des définitions : $\tau = x_1 x_2 = Q^2/s$

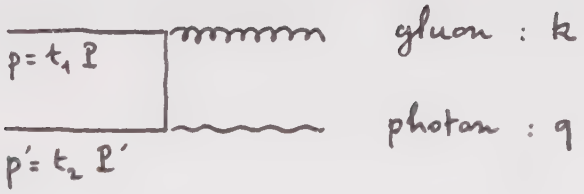
A1.0 $$x_1 = \sqrt{\tau}\, e^{y} \; ; \; x_2 = \sqrt{\tau}\, e^{-y} \; ; \; y = \frac{1}{2} \log \frac{q_0 + q_{\parallel}}{q_0 - q_{\parallel}}$$

$$q_0 - q_{\parallel} = \sqrt{q_\perp^2 + Q^2}\, e^{-y} \; ; \; q_0 + q_{\parallel} = \sqrt{q_\perp^2 + Q^2}\, e^{y}$$

A1.1 $$E_q = q_0 = \sqrt{q_\perp^2 + Q^2}\, \frac{\sqrt{s}}{2Q} (x_1 + x_2)$$

A1.2 $$q_{\parallel} = \sqrt{q_\perp^2 + Q^2}\, \frac{\sqrt{s}}{2Q} (x_1 - x_2)$$

Expression de t



A1.3 $$\hat{t} = (p-k)^2 = (p'-q)^2 = -2p'.q + Q^2$$
$$= Q^2 - 2p'_0 q_0 + 2\vec{p}'.\vec{q}$$

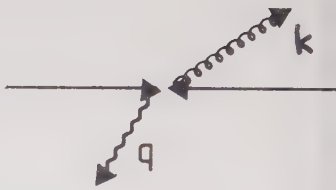
A1.4 $$\hat{t} = Q^2 - 2\frac{\sqrt{s}}{2} t_2 q_0 - 2\frac{\sqrt{s}}{2} t_2 q_{\parallel}$$

A1.5 $$\hat{t} = Q^2 - t_2 \sqrt{s} \sqrt{q_\perp^2 + Q^2}\, e^y$$

malheureusement $q_\perp^2$ dépend non explicitement de y et on ne peut pas calculer $\frac{d\hat{t}}{dy}$ dès maintenant.

Expression de $q_\perp^2$ en fonction de x_1, x_2, t_1, t_2, Q^2

$$q = \begin{pmatrix} q_{\parallel} \\ q_\perp \\ E_q \end{pmatrix} \quad ; \; k = \begin{pmatrix} k_{\parallel} \\ k_\perp = q_\perp \\ E_k = k_o = \sqrt{q_\perp^2 + k_{\parallel}^2} \end{pmatrix}$$



A1.6 $$q_{\parallel} + k_{\parallel} = (t_1 - t_2)\frac{\sqrt{s}}{2}$$

A1.7 $$E_q + E_k = (t_1 + t_2)\frac{\sqrt{s}}{2}$$

Nous avons deux possibilités d'expression de $k_{\parallel}$

(1) $k_{\parallel}^2 = E_k^2 - q_\perp^2$ (E_k par A1.7, E_q par A1.1)

(2) $k_{\parallel}^2 = (q_{\parallel} + k_{\parallel} - q_{\parallel})^2$
par A1.6 par A1.2

Egalons (1) et (2)

$$\left(\frac{\sqrt{s}}{2}(t_1 + t_2) - \frac{\sqrt{s}}{2}\sqrt{1 + \frac{q_\perp^2}{Q^2}}\,(x_1 + x_2)\right)^2 - q_\perp^2 =$$

$$\left(\frac{\sqrt{s}}{2}(t_1 - t_2) - \frac{\sqrt{s}}{2}\sqrt{1 + \frac{q_\perp^2}{Q^2}}\,(x_1 - x_2)\right)^2$$

$$q_\perp^2 = \frac{s}{4}\left\{ t_1+t_2 - \sqrt{1+\frac{q_\perp^2}{Q^2}}\,(x_1+x_2)\right\}^2$$

$$- \left\{ t_1-t_2 - \sqrt{1+\frac{q_\perp^2}{Q^2}}\,(x_1-x_2)\right\}^2$$

$$= s\left(t_1 - \sqrt{1+\frac{q_\perp^2}{Q^2}}\,x_1\right)\left(t_2 - \sqrt{1+\frac{q_\perp^2}{Q^2}}\,x_2\right)$$

$$\frac{q_\perp^2}{s} = t_1 t_2 - \sqrt{1+\frac{q_\perp^2}{Q^2}}\,(x_1 t_2 + t_2 x_1) + \left(1+\frac{q_\perp^2}{Q^2}\right) x_1 x_2$$

$$q_\perp^2\left(\frac{1}{s} - \frac{x_1 x_2}{Q^2}\right) = 0 = t_1 t_2 + x_1 x_2 - \sqrt{1+\frac{q_\perp^2}{Q^2}}\,(x_1 t_2 + t_2 x_1)$$

A1.8
$$1 + \frac{q_\perp^2}{Q^2} = \left(\frac{t_1 t_2 + x_1 x_2}{x_1 t_2 + t_2 x_1}\right)^2$$

A1.9 ou
$$q_\perp^2 = \frac{Q^2\,(t_1^2 - x_1^2)(t_2^2 - x_2^2)}{(t_1 x_2 + t_2 x_1)^2}$$

Comme nous l'avons mentionné par ailleurs c'est cette expression qui nous permettra de calculer le $\langle p_\perp^2 \rangle$ prévu par les corrections du ler ordre de QCD.

Calcul de $\frac{d\hat{t}}{dy}$

On se sert de A1.5

$$\frac{d\hat{t}}{dy} = -t_2 \sqrt{s}\, e^y Q \left\{ \sqrt{1+\frac{q_\perp^2}{Q^2}} + \frac{d}{dy}\sqrt{1+\frac{q_\perp^2}{Q^2}} \right\}$$

$$\frac{d\hat{t}}{dy} = -t_2 \sqrt{s}\, e^y Q \left\{ \frac{t_1 t_2 + x_1 x_2}{t_1 x_2 + t_2 x_1} - \frac{t_1 t_2 + x_1 x_2}{t_1 x_2 + t_2 x_1}\,\frac{t_2 x_1 - t_1 x_2}{t_1 x_2 + t_2 x_1} \right\}$$

(Pour dériver $\sqrt{1 + \frac{q_\perp^2}{Q^2}}$ on a remplacé dans A1.8 x_1 et x_2 par leur expression A1.0).

A1.10 $$\frac{d\hat{t}}{dy} = -2 t_1 t_2 x_1 x_2 \frac{t_1 t_2 + x_1 x_2}{(t_1 x_2 + t_2 x_1)^2} s$$

qui permet le passage de III.22 à III.23.

2 Autres définitions

A la place des relations A1.0,1,2 on utilise souvent pour définir x_1 et x_2 les relations

A1.11 $$x_F = x_1 - x_2 = \frac{2 q_{11}}{\sqrt{s}} \quad ; \quad \tau = x_1 x_2 = \frac{Q^2}{s}$$

d'où $$x_1 = \sqrt{\frac{Q^2}{s}} \left[\frac{q_{11}}{Q} + \sqrt{\frac{E^2 - q_\perp^2}{Q^2}} \right]$$

A1.12 $$x_2 = \sqrt{\frac{Q^2}{s}} \left[\frac{q_{11}}{Q} - \sqrt{\frac{E^2 - q_\perp^2}{Q^2}} \right]$$

alors que les définitions A1.0 conduisent à

A1.13 $$x_1 = \sqrt{\frac{Q^2}{s}} \left[\frac{E + q_{11}}{\sqrt{q_\perp^2 + Q^2}} \right]$$

$$x_2 = \sqrt{\frac{Q^2}{s}} \left[\frac{\sqrt{q_\perp^2 + Q^2}}{E + q_{11}} \right]$$

et l'on voit que A1.12 et A1.13 ne coïncident que pour $q_\perp = 0$.

Lors de l'analyse des résultats il faudra donc veiller à être cohérent entre ce que l'on appelle x_1 et x_2 pour les datas et pour la prédiction du facteur K.

ANNEXE II

Passage de la fonction de structure F_2 de la diffusion inélastique aux corrections à retrancher à la section efficace Drell-Yan.

Reprenons III.21c : les corrections s'énoncent

$$- \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2} \left[\alpha_s \, \delta(t_1 - x_1) \, \Delta\bar{q}(x_2) + \alpha_s \, \Delta q(x_1) \, \delta(t_2 - x_2) \right]$$

$$\text{A II.1} \qquad \Delta q(z) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \left\{ \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right)_+ \log \frac{Q^2}{\lambda^2 z^2} + (1+z^2) \left(\frac{\log(1-z)}{1-z} \right)_+ - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-z)_+} + 1 + 4z - \delta(1-z) \left(\frac{2\pi^2}{3} + \frac{9}{4} \right) \right\}$$

(Equations III 50 de la réf III.8).

Notons que cette fomule tient compte de la correction de vertex pour $q^2 < 0$ (équation III 33).

Posons $\frac{x_1}{t_1} = z \quad ; \quad \theta_\varepsilon = \theta(t_1 - x_1(1+\varepsilon))$

Utilisons

$$\frac{1}{(1-z)_+} = \frac{\theta_\varepsilon}{1-z} + \delta(1-z) \log \varepsilon$$

$$\left(\frac{\log(1-z)}{1-z} \right)_+ = \frac{\log(1-z)}{1-z} \theta_\varepsilon + \frac{1}{2} \delta(1-z) \log^2 \varepsilon$$

$$\left(\frac{1+z^2}{1-z}\right)_+ = \frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2}\,\delta(1-z)$$

Passons en revue chaque terme de A II 1

(1) $$\left(\frac{1+z^2}{1-z}\right)_+ \log\frac{Q^2}{\lambda^2 z^2} = \frac{1+z^2}{(1-z)_+}\log\frac{Q^2}{\lambda^2 z^2} + \frac{3}{2}\log\frac{Q^2}{\lambda^2}\delta(1$$

$$= \frac{1+z^2}{1-z}\log\frac{Q^2}{\lambda^2 z^2} + \delta(1-z)\,2\log\frac{Q^2}{\lambda^2}\log\varepsilon + \frac{3}{2}\log\frac{Q^2}{\lambda^2}\delta(1-$$

(2) $$(1+z^2)\left(\frac{\log(1-z)}{1-z}\right)_+ = \left(\frac{1+z^2}{1-z}\right)\log(1-z)\,\theta_\varepsilon + \frac{1}{2}\,\delta(1-z)\log^2\varepsilon.$$

(3) $$-\frac{3}{2}\frac{1}{(1-z)_+} = -\frac{3}{2}\frac{1}{1-z}\,\theta_\varepsilon - \frac{3}{2}\,\delta(1-z)\log\varepsilon$$

(4) la suite sans changement soit $1 + 4Z - \delta(1 - Z)\left(\frac{2\pi^2}{3} + \frac{9}{4}\right)$

(1) + (2) + (3) + (4) =

$$\frac{2\pi}{C_F}\,\Delta q(z) = \theta_\varepsilon\left\{\frac{1+z^2}{1-z}\ln\frac{Q^2(1-z)}{\lambda^2 z^2} - \frac{3}{2}\frac{1}{1-z} + 1 + 4z\right\}$$

AII.2

$$+\,\delta(1-z)\left\{\frac{3}{2}\ln\frac{Q^2}{\lambda^2} - \frac{2}{3}\pi^2 - \frac{9}{4} + 2\ln\frac{Q^2}{\lambda^2}\ln\varepsilon + \ln^2\varepsilon - \frac{3}{2}\ln\varepsilon\right\}$$

On peut maintenant expliciter les corrections négatives venant de la DIL (équation III 21.c)

A II 3 $$-\frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2}\int dt_1\,dt_2\,dz\;\delta(t_1-x_1)\,\delta(x_2-t_2 z)\,\underbrace{\Delta q(z)}_{\text{AII.2}}\,q_0(t_1)\,\bar{q}$$

l'intégration sur z est évidente et l'on retrouve bien la formule A.10 de le référence III.22

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dy}^{\text{corr DIL}} = -\frac{1}{2}\,\frac{16\,\alpha^2\alpha_s\,q_i^2}{27\,Q^2 s}\;\times$$

$$\Big\{\,\delta(t_2-x_2)\,\theta_\varepsilon(t_1)\Big[\Big(1+\frac{x_1^2}{t_1^2}\Big)\frac{1}{t_1-x_1}\ln\frac{Q^2 t_1(t_1-x_1)}{\lambda^2 x_1^2} - \frac{3}{2}\,\frac{1}{t_1-x_1} + \frac{1}{t_1} + \frac{4x_1}{t_1^2}\Big]$$

$$\delta(t_1-x_1)\,\delta(t_2-x_2)\Big[\frac{3}{2}\ln\frac{Q^2}{\lambda^2} - \frac{2}{3}\pi^2 - \frac{9}{4} + 2\ln\varepsilon\ln\frac{Q^2}{\lambda^2} + \ln^2\varepsilon - \frac{3}{2}\ln\varepsilon\Big]\Big\}$$

ANNEXE III

LES REINTERACTIONS DANS LA CIBLE

Au chapitre I nous avons mentionné que la longueur d'interaction de notre cible était telle que 50% des protons du faisceau y intéragissent. Un proton ayant interagi une fois a donc une probabilité de 25% de réinteragir une seconde fois (la 1ère interaction se produisant en moyenne au milieu de la cible).

Ce raisonnement simpliste conduit à penser que 25% de nos événements proviennent de protons de réinteraction, ayant une impulsion non égale à l'impulsion nominale.

Heureusement ceci n'est vrai qu'en partie car :

i) lorsque l'impulsion du proton décroît sa capacité à créer des paires Drell-Yan de masse supérieure à 4.5 GeV décroît. Ceci correspond au fait que moins grande est l'impulsion incidente, moins grande est l'énergie dans le centre de masse proton/platine et plus grand est le τ correspondant ($\tau = x_1\, x_2$) à une masse fixée de la paire de muons. Ce plus grand τ implique de plus grands x_1 et x_2 et nous savons que les fonctions de structure décroissent rapidement quand x croît ; symboliquement :

$$p_{incident} \searrow \rightarrow s \searrow \rightarrow \tau = \frac{(4.5)^2}{s} \swarrow$$

$$\rightarrow x_1\, x_2 \swarrow \rightarrow \text{Fonctions de structures} \searrow \rightarrow \sigma_{DY} \searrow$$

Le calcul montre que le facteur de réduction à la capacité de produire des événements DY > 4.5 GeV est de 0.4 entre un lot de protons de 400

GeV/c et un lot de protons dont l'impulsion est tirée uniformément entre 0 et 400 GeV (approximation d'une production diffractive lors de la première interaction).

ii) la valeur du x_F reconsruit se trouve décalée vers le bas puisque le calcul est fait en supposant que la paire de muons a été créée par un proton d'impulsion nominale ; 30% des événements se trouvent par cet effet rejetés.

Une estimation de la contamination par une production indirecte d'événements DY est

$$0.25 \times 0.4 \times (1-.3)$$

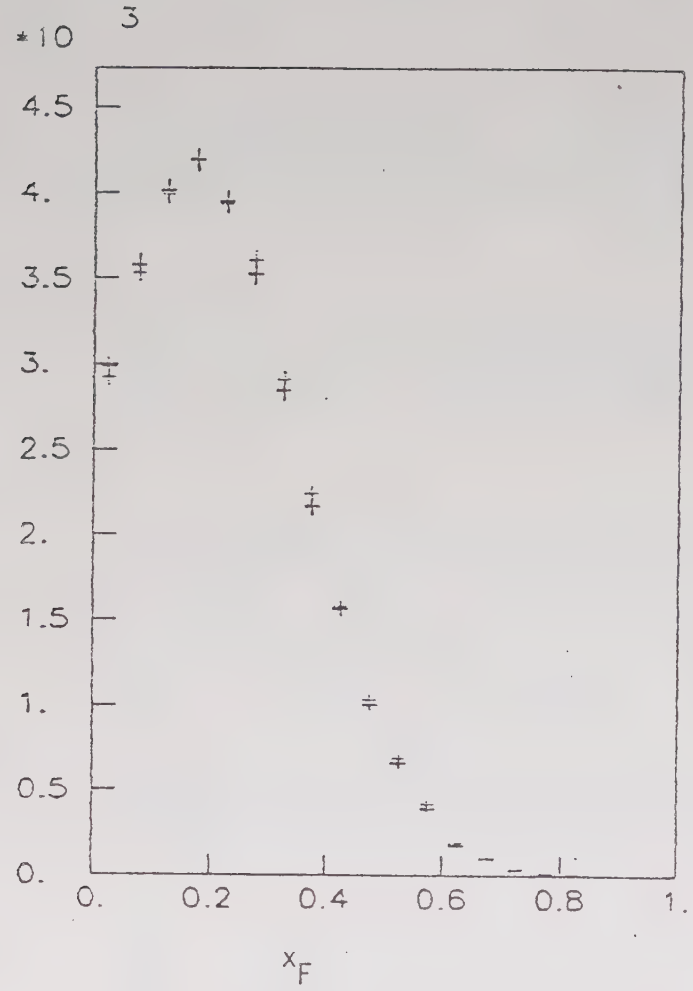
7% de nos événements sont produits par des protons n'ayant pas l'impulsion nominale.

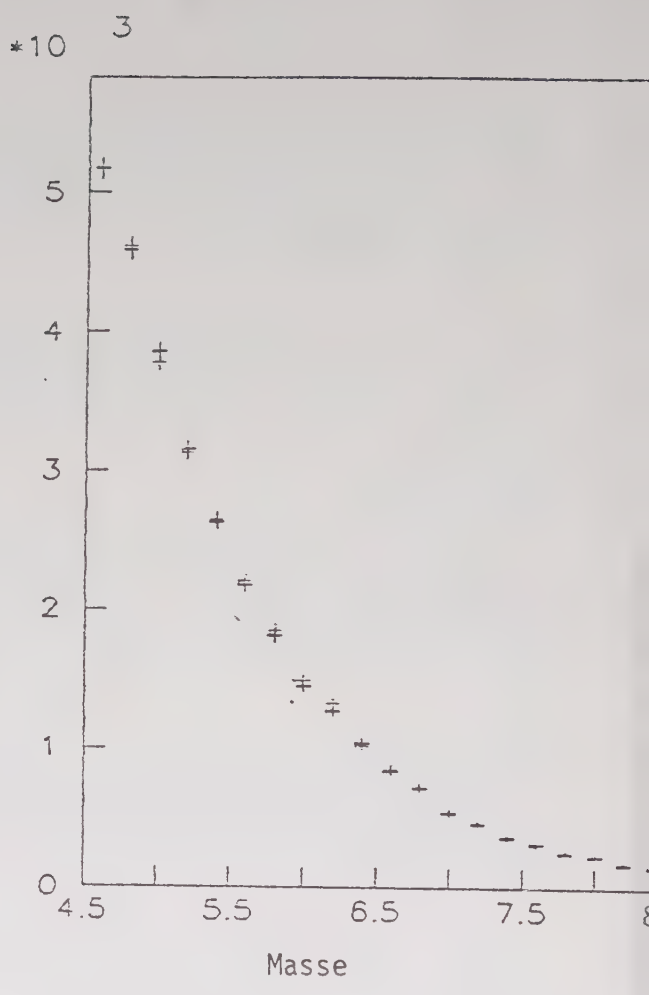
Ceci peut sembler considérable. Heureusement le point i nous sauve : une part importante de ces 7% est le fait de protons dont l'impulsion est proche de l'impulsion nominale, ce qui entraîne que la distribution en x_F masse de ce lot n'est pas très différente de celle observée pour des protons de 400 GeV/c.

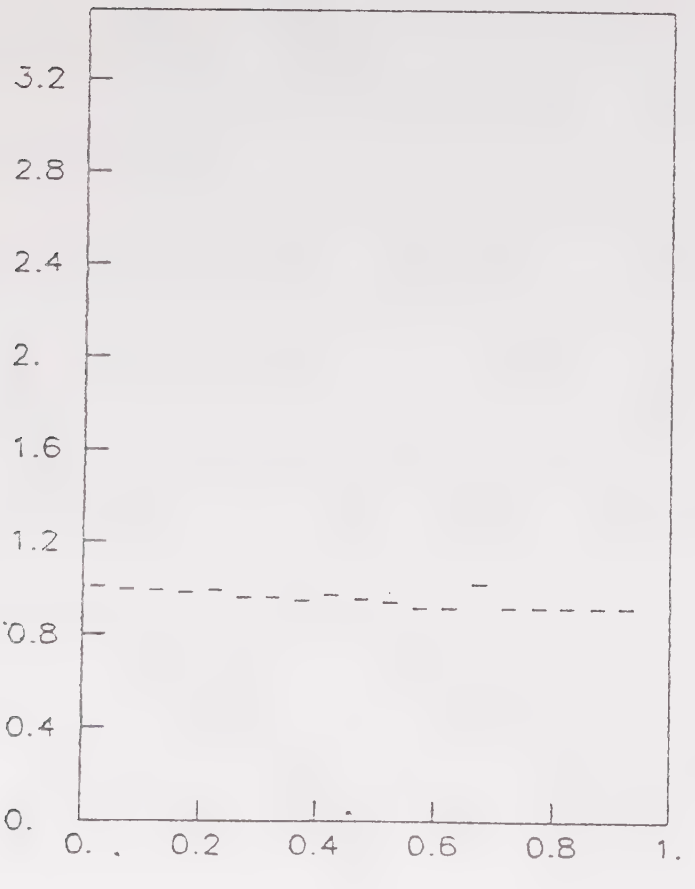
Confirmation est donnée par les figures A3 où l'on voit en croix pleines les distributions brutes des data, en croix pointillées les distributions corrigées des 7% d'événements de réinteraction, ainsi que le rapport des deux.

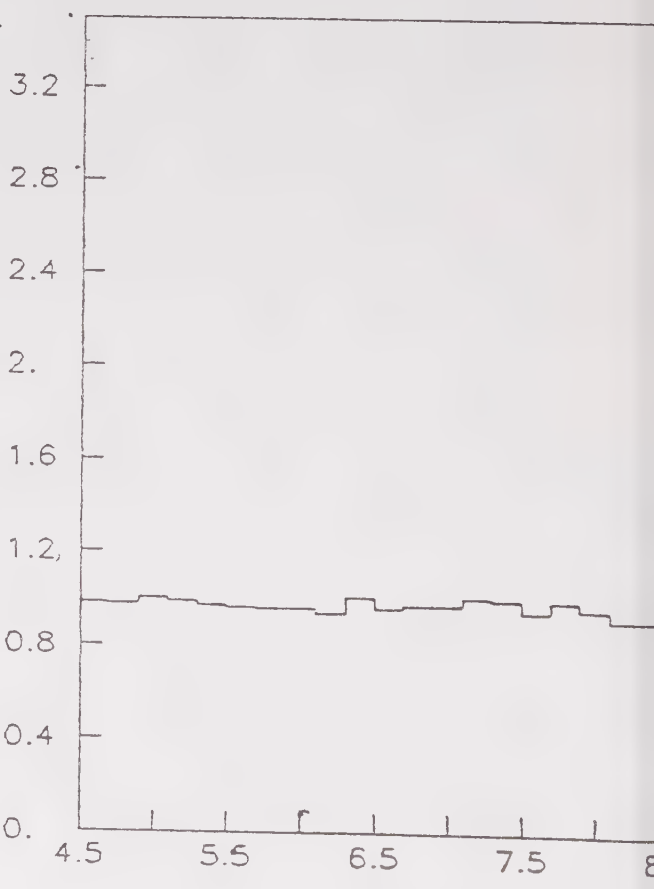
La correction a été réalisée par soustraction des distributions d'événements générés dans notre programme d'acceptance par tirage uniforme de l'impulsion du proton incident entre 0 et 400 GeV puis passage dans le programme de reconstruction habituel (voir chapitre 2 "DST")).

Les distributions corrigées et non corrigées étant presque identiques, nous ne nous appesantirons pas davantage sur cette étude et nous utiliserons dans la suite des événements non corrigés, l'étude précédente n'étant qu'une borne supérieure des corrections envisageables.


*10 3
4.5
4.
3.5
3.
2.5
2.
1.5
1.
0.5
0.
0.
0.2
0.4
0.6
0.8
1.
x_F


*10 3
5
4
3
2
1
0
4.5
5.5
6.5
7.5
Masse


3.2
2.8
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
0.
0.2
0.4
0.6
0.8
1.


3.2
2.8
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
4.5
5.5
6.5
7.5

ANNEXE IV

SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE DIMUONS

DANS DES COLLISIONS PROTON PLATINE

Les tables suivantes présentent la section efficace proton/nucléon en assumant une dépendance linéaire en A (numéro atomique).

Les valeurs présentées sont $\frac{d^2\sigma}{dx_F dM}$ par cellules de :

- masse .2 GeV x_F .05
- .8 GeV .20

Toutes ces valeurs sont des moyennes sur chaque cellule et les échelles (M, x_F) se rapportent au centre de ces dernières.

Les erreurs portées sont statistiques. Il y a lieu d'ajouter une erreur de normalisation de 10% au titre de l'incertitude sur le flux et de $\sqrt{5\%^2 + 5\%^2}$ au titre de l'incertitude sur la longueur effective de la cible (voir chapitre I.§1).

Il a été tenu compte des inefficacités ci-après :

-chambres à déclenchement 6%
-programme de reconstruction 2%
-matrice de masse 3%
-temps mort 7%

MASSE	DS/DXFDM	ERREUR	DS/DXFDM	ERREUR	DS/DXFDM	ERREUR	DS/DXFDM	ERREUR	DS/DXFDM	ERREUR
4.6	.13E-33	.68E-35	.11E-33	.56E-35	.11E-33	.55E-35	.95E-34	.46E-35	.87E-34	.45E-35
4.8	.98E-34	.57E-35	.89E-34	.48E-35	.84E-34	.44E-35	.77E-34	.41E-35	.71E-34	.39E-35
5.0	.78E-34	.51E-35	.67E-34	.40E-35	.73E-34	.41E-35	.58E-34	.33E-35	.48E-34	.29E-35
5.2	.62E-34	.45E-35	.49E-34	.34E-35	.48E-34	.32E-35	.48E-34	.30E-35	.44E-34	.29E-35
5.4	.43E-34	.34E-35	.42E-34	.31E-35	.39E-34	.28E-35	.37E-34	.26E-35	.36E-34	.27E-35
5.6	.36E-34	.32E-35	.29E-34	.25E-35	.28E-34	.23E-35	.29E-34	.22E-35	.28E-34	.22E-35
5.8	.28E-34	.28E-35	.27E-34	.25E-35	.25E-34	.21E-35	.22E-34	.19E-35	.25E-34	.21E-35
6.0	.22E-34	.24E-35	.21E-34	.21E-35	.21E-34	.20E-35	.18E-34	.17E-35	.16E-34	.16E-35
6.2	.19E-34	.23E-35	.17E-34	.19E-35	.16E-34	.17E-35	.15E-34	.16E-35	.16E-34	.17E-35
6.4	.12E-34	.17E-35	.13E-34	.16E-35	.11E-34	.13E-35	.11E-34	.13E-35	.14E-34	.16E-35
6.6	.10E-34	.16E-35	.91E-35	.13E-35	.12E-34	.15E-35	.90E-35	.11E-35	.89E-35	.11E-35
6.8	.82E-35	.14E-35	.75E-35	.12E-35	.92E-35	.13E-35	.80E-35	.11E-35	.70E-35	.10E-35
7.0	.53E-35	.11E-35	.92E-35	.15E-35	.53E-35	.91E-36	.58E-35	.91E-36	.79E-35	.13E-35
7.2	.52E-35	.12E-35	.72E-35	.13E-35	.59E-35	.11E-35	.61E-35	.11E-35	.52E-35	.90E-36
7.4	.41E-35	.11E-35	.36E-35	.81E-36	.37E-35	.76E-36	.45E-35	.91E-36	.35E-35	.68E-36
7.6	.24E-35	.69E-36	.35E-35	.82E-36	.47E-35	.10E-35	.32E-35	.73E-36	.43E-35	.87E-36
7.8	.55E-35	.14E-35	.40E-35	.99E-36	.28E-35	.67E-36	.21E-35	.52E-36	.20E-35	.55E-36
8.0	.39E-35	.11E-35	.23E-35	.62E-36	.29E-35	.75E-36	.21E-35	.57E-36	.21E-35	.54E-36
8.2	.36E-35	.12E-35			.20E-35	.72E-36	.34E-35	.87E-36	.13E-35	.39E-36
8.4			.24E-35	.85E-36	.18E-35	.58E-36	.22E-35	.65E-36	.18E-35	.59E-36
	XF	.025		.075		.125		.175		.225

4.6	.81E-34	.46E-35	.59E-34	.38E-35	.45E-34	.33E-35	.42E-34	.37E-35	.28E-34	.29E-35
4.8	.66E-34	.40E-35	.48E-34	.32E-35	.41E-34	.31E-35	.34E-34	.31E-35	.20E-34	.24E-35
5.0	.50E-34	.33E-35	.40E-34	.29E-35	.35E-34	.29E-35	.26E-34	.25E-35	.17E-34	.20E-35
5.2	.41E-34	.29E-35	.31E-34	.25E-35	.24E-34	.21E-35	.18E-34	.20E-35	.14E-34	.17E-35
5.4	.32E-34	.25E-35	.22E-34	.19E-35	.18E-34	.18E-35	.18E-34	.20E-35	.14E-34	.18E-35
5.6	.23E-34	.20E-35	.21E-34	.19E-35	.10E-34	.19E-35	.16E-34	.20E-35	.13E-34	.18E-35
5.8	.21E-34	.20E-35	.18E-34	.19E-35	.13E-34	.15E-35	.13E-34	.16E-35	.90E-35	.15E-35
6.0	.16E-34	.16E-35	.13E-34	.15E-35	.12E-34	.14E-35	.92E-35	.13E-35	.72E-35	.13E-35
6.2	.13E-34	.14E-35	.13E-34	.15E-35	.89E-35	.12E-35	.69E-35	.11E-35	.51E-35	.94E-36
6.4	.11E-34	.13E-35	.11E-34	.14E-35	.68E-35	.10E-35	.55E-35	.95E-36	.43E-35	.86E-36
6.6	.90E-35	.12E-35	.86E-35	.12E-35	.60E-35	.10E-35	.52E-35	.96E-36	.30E-35	.67E-36
6.8	.68E-35	.10E-35	.60E-35	.95E-36	.48E-35	.82E-36	.39E-35	.78E-36	.38E-35	.86E-36
7.0	.47E-35	.81E-36	.45E-35	.81E-36	.49E-35	.89E-36	.22E-35	.51E-36	.28E-35	.77E-36
7.2	.55E-35	.97E-36	.33E-35	.66E-36	.29E-35	.63E-36	.35E-35	.80E-36	.22E-35	.59E-36
7.4	.51E-35	.10E-35	.44E-35	.95E-36	.20E-35	.50E-36	.22E-35	.58E-36	.22E-35	.65E-36
7.6	.45E-35	.93E-36	.23E-35	.55E-36	.23E-35	.58E-36	.19E-35	.52E-36	.25E-35	.84E-36
7.8	.22E-35	.58E-36	.23E-35	.58E-36	.18E-35	.50E-36	.21E-35	.62E-36	.10E-35	.39E-36
8.0	.23E-35	.67E-36	.22E-35	.58E-36	.22E-35	.71E-36	.23E-35	.71E-36	.53E-36	.22E-36
8.2	.19E-35	.54E-36	.19E-35	.51E-36	.19E-35	.63E-36				
8.4	.14E-35	.45E-36	.16E-35	.52E-36	.16E-35	.52E-36				
	XF	.275		.325		.375		.425		.475

4.6	.17E-34	.24E-35	.12E-34	.23E-35	.75E-35	.21E-35
4.8	.19E-34	.26E-35	.98E-35	.19E-35	.81E-35	.22E-35
5.0	.11E-34	.18E-35	.12E-34	.22E-35	.40E-35	.11E-35
5.2	.96E-35	.15E-35	.57E-35	.11E-35	.46E-35	.12E-35
5.4	.74E-35	.13E-35	.72E-35	.14E-35	.41E-35	.11E-35
5.6	.72E-35	.13E-35	.42E-35	.10E-35	.32E-35	.99E-36
5.8	.59E-35	.11E-35	.39E-35	.98E-36	.20E-35	.70E-36
6.0	.39E-35	.90E-36	.23E-35	.61E-36		
6.2	.45E-35	.98E-36	.46E-35	.12E-35		
6.4	.32E-35	.77E-36	.15E-35	.49E-36		
6.6	.39E-35	.95E-36	.12E-35	.43E-36		
6.8	.25E-35	.69E-36	.20E-35	.68E-36		
7.0	.15E-35	.43E-36	.22E-35	.83E-36		
7.2	.25E-35	.83E-36	.98E-36	.37E-36		
7.4	.22E-35	.79E-36				
7.6	.11E-35	.40E-36				
7.8	.94E-36	.40E-36				
8.0	.13E-35	.53E-36				
8.2						
8.4						
	XF	.525		.575		.625

MASSE	DS/DXFDM	ERREUR	DS/DXFDM	ERREUR	DS/DXFDM	ERREUR	DS/DXFDM	ERREUR	DS/DXFDM	ERREUR
4.9	.79E-34	.11E-35	.51E-34	.83E-36	.18E-34	.57E-36	.29E-35	.31E-36	.14E-36	.79E-37
5.7	.29E-34	.61E-36	.21E-34	.48E-36	.88E-35	.35E-36	.13E-35	.16E-36		
6.5	.12E-34	.37E-36	.93E-35	.31E-36	.38E-35	.21E-36	.61E-36	.91E-37		
7.3	.49E-35	.25E-36	.41E-35	.20E-36	.19E-35	.14E-36	.24E-36	.51E-37		
8.1	.26E-35	.18E-36	.19E-35	.14E-36	.86E-36	.91E-37	.17E-36	.40E-37		
	XF	.100		.300		.500		.700		.900

ANNEXE V

QUELQUES RESULTATS SUR L'IMPULSION TRANSVERSE DES PAIRES DE MUONS

Malgré le caractère assez restrictif de notre système de déclenchement exigeant un muon en haut et un muon en bas de notre appareillage de $P_{TV} > 1$ GeV (cf Chapitre I) il apparaît que notre acceptance suivant l'impulsion transverse de la paire de muons ne présente pas de décroissance brutale comme l'on peut s'en convaincre à l'examen de la figure AV.1

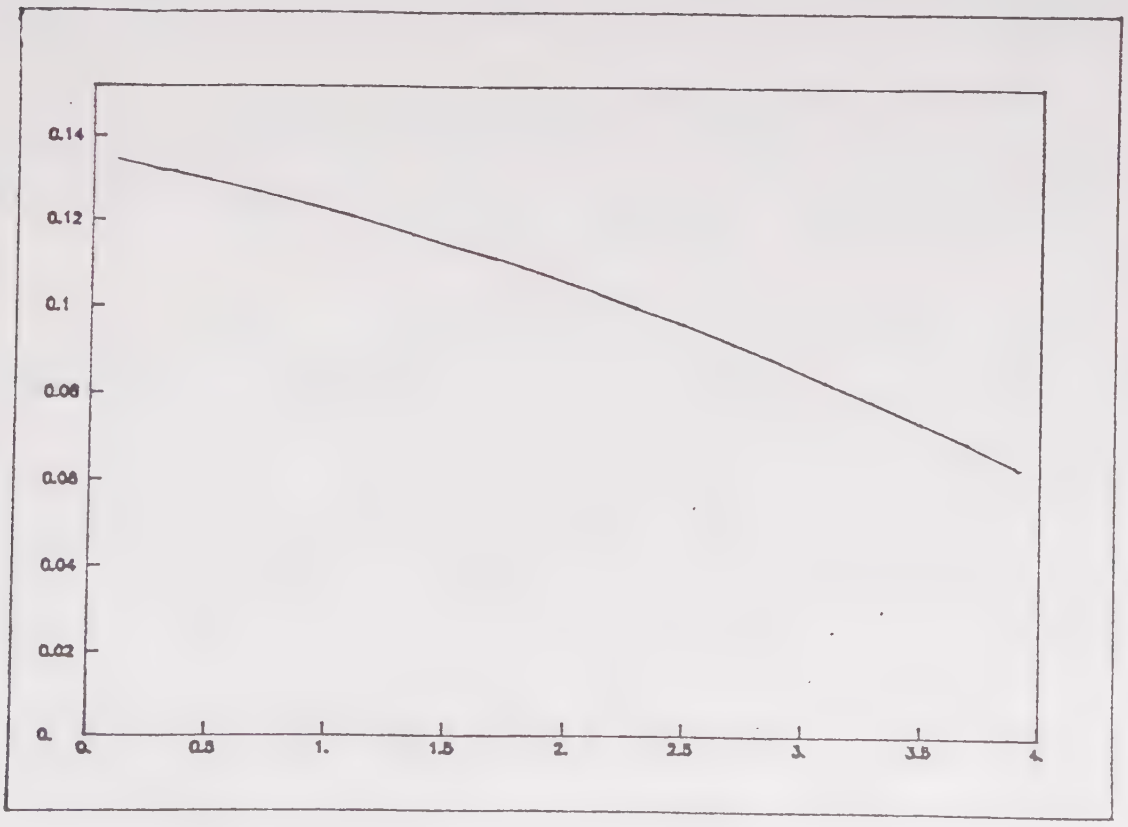


Fig AV.1 Acceptance en fonction de l'impulsion transverse de la paire de muons

Par contre notre résolution(σ_{res}) est de 0.25 GeV ≈indépendante de la valeur de l'impulsion transverse considérée.

La valeur moyenne de P_T est de 1.1 GeV, celle du P_T^2 de 1.7 GeV^2. La figure AV.2 montre la faible variation de ces valeurs en fonction de la masse.

La figure c se rapporte à la valeur moyenne du P_T des événements observés, corrigés d'acceptance.

La figure d montre le $< P_T^2 >$ des événements corrigés non seulement d'acceptance mais de l'accroissement de la valeur du $< P_T^2 >$ dû à la résolution de notre appareillage.

$$< P_T^2 >_{\text{observé}} = < P_T^2 >_{\text{dimuon}} + \sigma^2 (P_T^2)_{\text{résolution}}$$

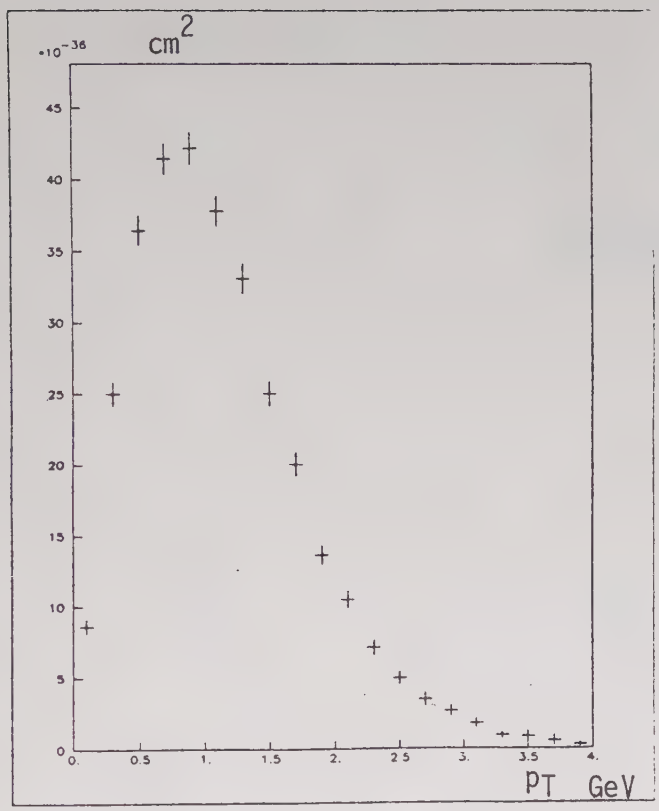
Les prédictions théoriques (au ler ordre de la CDQ) de $< P_T^2 >$ dans notre zone cinématique sont de 0.4 GeV^2 si l'on normalise ladite prédiction par le DY ler ordre et bien sûr de 0.7 GeV^2 si l'on normalise par le DY à l'ordre 0.

On voit qu'ici les résultats du ler ordre sont insuffisants à moins de supposer une impulsion transverse intrinsèque k_T telle que $< k_T^2 >$ $\sim$ 1 GeV^2 car

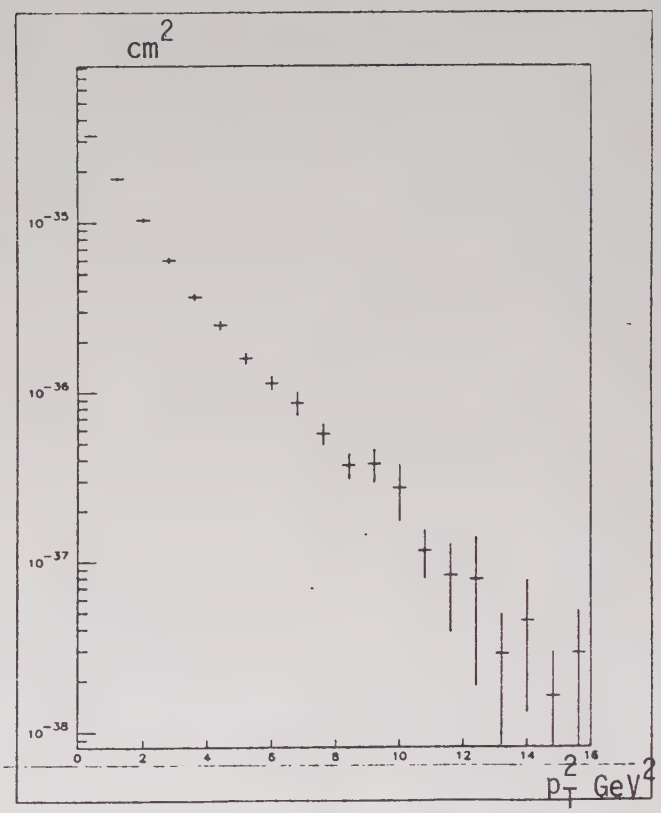
$$< P_T^2 >_{\text{total}} = < k_T^2 >_{\text{intrinsèque}} + < P_T^2 >_{\text{prédiction}}$$

Notons toutefois qu'un accord théorique peut être trouvé en ajoutant astucieusement les deux contributions provenant d'une part d'une resommation des gluons mous et d'autre part des processus durs comme il a été montré dans la référence IV.4.

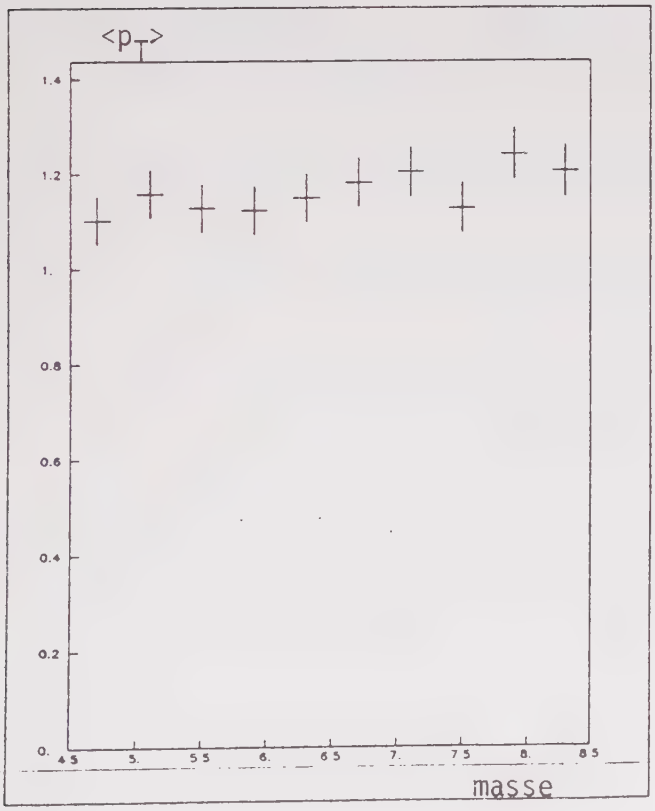
Les figures a et b présentent les sections efficaces en fonction de p_T et p_T^2 intégrées sur tous x_F et sur les masses comprises entre 4.5 et 8.5 GeV.



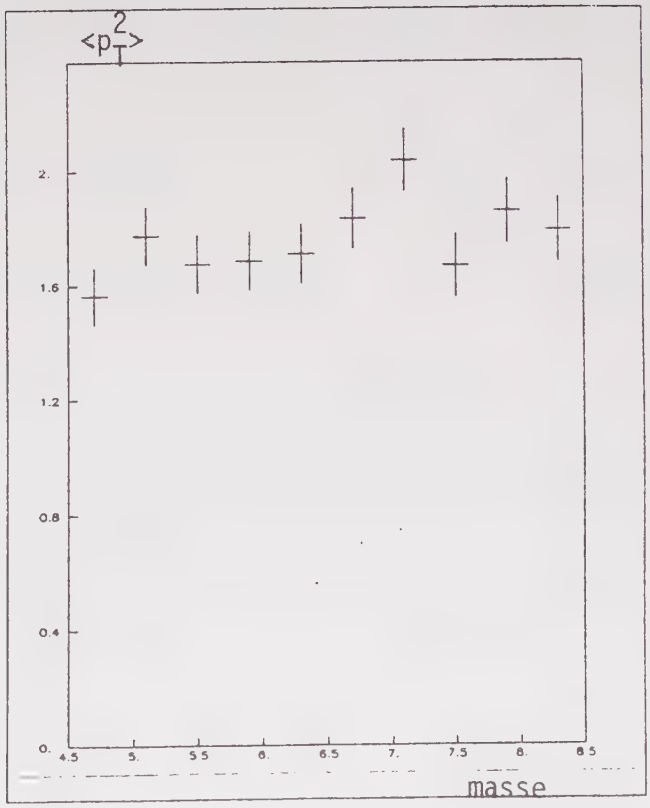
a. $d\sigma/dp_T$



b. $d\sigma/dp_T^2$



c. $\langle p_T \rangle$



d. $\langle p_T^2 \rangle$

Figure AV.2

REFERENCES

I.1 a - J. Badier et al., NIM
b - O. Callot Thèse d'Etat Paris Sud, LAL 81/05
c - R. Dube Thèse de 3ème cycle Paris Sud; LAL 70/6

I.2 - CERN HERA 70-03

I.3 - A. Diop Thèse de 3ème cycle Paris Sud ; Collège de France

I.4 - R. Hammarstrom - EP International Report 79.11 et Wire Chamber Conference Vienne 1980.

I.5 - A.L. Grant, Nucl. Inst. and Metho.131,167 (1975).

II.1 - M. Hansroul, CERN Program Library X999, entry S3101 (1978)

II.2 - R. Brun et al., CERN (DD/US/69)(1980).

II.3 - R. Brun et al., CERN/DD/78/2 (1978).

II.4 - B. Rossi et K. Greisen, Rev.Mod.Phys.13(1941) 267.
G. Molière, Z. Naturforsch. (1947)133,3a (1948)

III 1 J.D. Bjorken et S.D. Drell. Relativistic Quantum Mechanics Mac Graw Hill Book Company - 1964

III 2 C.G.Callan and D.J. Gross, 1969, Phys.ReV.Lett 22, 156.

III3a R.D. Field and R.P. Feynamn, 1977, Phys.Rev.D 15, 2590.
3b R.P. Feynman, 1972, Photon-hadron interactions (Benjamin, New York).

III 4 F. Eisele 1982 Proceedings of the XXI International Conference on high energy physics, PARIS.

III 5 A.S. Ito et al.,1981,Phys.Rev.D23,604.

III 6 H. Abramowicz et al. CDHS Collaboration (1982) - Cern Preprint EP 82-210.

III 7 E. Reya, Perturbative quantum chromodynamics (1979) DESY 79/88 DO.TH 79/20

III 8 M. Le Bellac Ecole d'Eté de Gif 1981 QCD perturbative au LL.

III 9 G. Altarelli, Ecole d'Eté de Gif 1977, Partons in quantum chromodynamics.

III 10 G. Altarelli et G. Parisi, 1977, Nucl. Phys.B126,298.

III 11 A.J. Buras et K.J.F. Gaemers, 1978,Nucl.Phys.B132, 249.

III 12 H.D. Politzer, 1974, Phys. Lett C14, 129.D. Gross et F. Wilczek, 1975, Phys.Rev D9 3633.
D. Gross et F. Wilczek, 1974, Phys Rev D9, 980.
H. Georgi et H.D. Politzer, 1974, Phys.Rev.D9. 416.
H. Georgi et H.D. Politzer, 1974 Phys.ReV.D9, 129.

III 13 Landau VOl 4, ch.13.

III 14 C. Korthel Alteset E. Darafael, 1977, Nucl Phys.B125,275.

III 15 P.Chiapetta et al., 1982 Marseille Preprint CPT 82/PE 1408 N Th 82/4.

III 16 S.L. Adler, 1966, Phys.Rev.143. 1144.

III 17 D.J. Gross et C.H. Llewellyn-Smith, 1969, Nucl Phys.B14,337.

III 18 J.D. Bjorken, 1967, Phys.Rev.163, 1767.

III 19 G. Altarelli, R.K. Ellis et G. Martinelli (1978) Nucl.Phys. B143, 521., Nucl.Phys.B146, 544,Nucl.phys.B157,461.

III 20 S. Drell et T. Yan (1970), Phys.Rev.Lett.25,316.

III 21 R.D. Field, La Jolla Institute Summer Workshop 1978, CALT 68 - 696.

III 22 J. Kubar et al., 1980, Nucl.Phys.B175 , 251.

III 23 H. Politzer, Nucl.Phys.B129 (1977) 301.
C. Sachjajda, Phys.Lett.73B (1978), 185.
J. Kubar André et F.E. Paise, Phys.Rev.D19 (1978) 221.

III 24 A. De Rujula et al, 1977 Ann.Phys. (NY)103,315.

III 25 R.M. Barnett et D. Schlatter, Phys.Lett.112B (1982) 475.
R.M. Barnett, Phys.Rev.D27 (1983) 99.

III 26 R.M. Barnett, Phys.Rev.Lett.48 (1982) 1657.
E.V. Shuryak et A.I. Vainshtein, Nucl.Phys.B199 (1982) 451.
T. Kawabe Zeit.für phys. Vol 16.4 (1983) 367.

III 27 G.T. Bodwin et al., Phys.Rev.Lett.47 (1981) 1799.

III 28 A.H. Mueller, Phys.Lett.108B (1982) 355.

III 29 W.W. Lindsay et al. Phys.Lett.117B (1982) 105.

III 30 T. Bolognese et al., Phys.Rev.Lett.50 (1983)224.
R.E. Blaiz et al, "Neutrino 82" Conference, Balaton, Hongrie.

III 31 J.J. Aubert et al., Phys.Lett.121B (1983) 87.

III 32 H. Abramowicz et al, Zeit für Phys., Vol 12 (1982),289.

IV 1 cf Réf III.6

IV 2 D. Bollini et al. (BCDMS collaboration) 20th International Conference on high Energy Physics, Madison,(1980).

IV 3 J.G.H. de GROOT et al. 1979, Phys.Lett.82B, N3,4,450.

IV 4 P. Chiappetta et M. Greco, 1981, Phys.Lett.106B, N3, 219

IV 5 minuit

TABLE DES MATIERES

1 INTRODUCTION

7 CHAPITRE I. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

10 I.1 La cible
11 I.2 L'aimant
12 I.3 Les hodoscopes
14 I.4 Les chambres à fils
15 I.5 Les chambres de déclenchement
18 I.6 L'absorbeur
21 I.7 Le faisceau et son monitorage
24 I.8 Le système de déclenchement
33 Conclusion

35 CHAPITRE II. RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS
PRECISION DES MESURES
SIMULATION DE L'EXPERIENCE

37 II.1 Les traces droites après le champ magétique
38 II.2 La poursuite des traces dans et avant l'aimant
41 II.3 L'ajustement du vertex
52 II.4 Le programme de simulation
54 II.5 Accord simulation-données
64 Conclusion

65 CHAPITRE III. REVUE MIXTE

68 III.1 Les fonctions de structure en diffusion inélastique
1a Diffusion électromagnétique } modèle OPE
1b Diffusion faible }
69 1c Diffusion électromagnétique } modèle des quarks
71 1d Diffusion faible }
72 1e Diffusion faible sur cible isoscalaire
75 III.2 Le modèle Drell Yan
78 III.3 Les violations de scaling
81 3a Les quarks dans l'état initial
85 3b Les gluons dans l'état initial
86 3c Les contributions des quarks et des gluons sont sommées
88 III.4 Le modèle de Drell Yan modifié "1er ordre CDQ"
91 4a Contribution des graphes d'annihilation
92 4b Contribution des graphes "gluon incident"
93 4c Sommation des deux contributions
97 III.5 La diffusion inélastique de leptons s'est également compliquée
98 5.1 xF_3 = valence ?
98 5.2 Implications d'un rapport R non nul
99 5.3 Les effets non perturbatifs
101 III.6 Nous ne sommes pas au bout de nos peines
101 6.1 Les ordres supérieurs connus
103 6.2 Problèmes en suspens

107 CHAPITRE IV. RESULTATS

109 Première partie. Comparaison données/prédictions théoriques
109 A. Neutrinos ou muons
109 B. Quelles paramétrisations adopter ? (valence)
118 C. La mer
121 D. Présentation de la comparaison/Rejet des contaminations
123 D1. Contamination hadronique

124 D2. Contamination par les réinteractions dans la cible
127 E. Confrontation de nos données aux prédictions théoriques
128 E1. Comparaison au modèle de Drell Yan naïf
130 E2. Comparaison au modèle de Drell Yan "Logarithme Dominant"
132 E3a. Comparaison au modèle de Drell Yan
134 E3b. corrigé 1er ordre complet de CDQ

136 Deuxième partie. Détermination de nos propres fonctions de structure

143 CONCLUSION

145 ANNEXE I Passage de $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\hat{t}}$ à $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy}$

146 ANNEXE II Corrections DIL/DY

152 ANNEXE III Les réinteractions dans la cible

155 ANNEXE IV Sections efficace de production de dimuons dans des collisions proton platine

157 ANNEXE V Quelques résultats sur l'impulsion transverse des paires de muons.

REMERCIEMENTS

Je tiens d'abord à remercier Monsieur Patrick FLEURY de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Monsieur Jean BADIER m'a dirigé tout le long de ce travail.Sa compétence et sa disponibilité m'ont été un soutien de tous les instants.Il fut plus qu'un maitre:un guide passionné.

Ce travail n'aurait pas été possible sans les compétences diverses de toute l'équipe NA3,compétences qui se sont toujours manifestées dans une ambiance chaleureuse:J. BOUCROT, O. CALLOT, P. CHARPENTIER, M. CROZON, D. DECAMP, M. DECAMP, P. DELCROS, P. DELPIERRE, B. GANDOIS, R. HAMMARSTROM, H. HANSROUL,J. KARYOTAKIS, W. KIENZLE, P. LE DU, J. LEFRANCOIS, R. LORENZI, J. MAS, P. MINE, A.MICHELINI, G. RAHAL, O. RUNOLFSSON, A. TILQUIN, M. ULDRY, J. VALENTIN,S. WEISZ

Brigitte KLEIN a assuré la frappe de l'ouvrage,Claude RIGONI les belles images:qu'elles soient ici remerciées.

Jean BOUROTTE

RESUME :

Nous avons étudié la production de paires de muons dans des collisions proton-platine à 400 GeV/c, la grande acceptance du spectromètre NA3 permettant la mesure simultanée de la valence et de la mer du nucléon. La haute statistique collectée (~30000 dimuons de masse supérieure à 4.5 GeV) a permis une confrontation des résultats avec les prédictions théoriques faites dans le cadre du mécanisme Drell Yan naïf, Drell Yan "logarithme dominant", Drell Yan corrigé ler ordre complet de la chromodynamique quantique. Une revue comparative des résultats avec ceux obtenus dans les expériences de diffusion inélastique des leptons est réalisée.

MOTS CLES

Drell Yan, Paires de muons, Fonctions de structure, Facteur K.